

Tesis de Posgrado

Desarrollo y evaluación de un tratamiento multimomento para la microfísica de un modelo de nube convectiva

Carrió, Gustavo Gabriel

2000

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias
de la Atmósfera de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Carrió, Gustavo Gabriel. (2000). Desarrollo y evaluación de un tratamiento multimomento para la microfísica de un modelo de nube convectiva. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3305_Carrio.pdf

Cita tipo Chicago:

Carrió, Gustavo Gabriel. "Desarrollo y evaluación de un tratamiento multimomento para la microfísica de un modelo de nube convectiva". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2000.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3305_Carrio.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

**UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES**

DEPARTAMENTO DE CIENCIAS DE LA ATMÓSFERA Y LOS OCÉANOS

***DESARROLLO Y EVALUACIÓN DE UN TRATAMIENTO
MULTIMOMENTO PARA LA MICROFÍSICA DE UN
MODELO DE NUBE CONVECTIVA***

Lic. Gustavo Gabriel Carrió

**Trabajo de Tesis Doctoral para optar por el Título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires**

**Director de Tesis
Dra. Matilde Nicolini**

(2000)

Nº 3305

La Nube

Me tomo el atrevimiento de anteponer a mi Tesis un breve texto de carácter netamente literario, o al menos, nada científico. Hay varios antecedentes al respecto, entre ellos Carrió y Muchos Otros (2000).

En realidad hacía mucho calor, aún así, después de escribir e imprimir esta página decidí caminar, como tantos otros días...

Caminé tácitamente acompañado a mi izquierda por el río.

En realidad hacía mucho calor. Me detuve. Frente a mí, de repente, un escándalo en la luz, en el contorno voluptuosidad, y en las dimensiones magnificencia. Una nube. Una nube en la que cada pincelada de color y detalle de su forma eran acompañados por la silente complicidad de un sinnúmero de pequeños anónimos responsables, y por una enorme luna rosa que asomaba sobre el río, intentando infructuosamente captar la atención.

De pronto, me invadió una caprichosa sensación. Yo había visto esa nube antes. Pero, si acababa de mirarla...

En realidad, ya no recuerdo su forma, ni su color, pero cuando lo intento, una sucesión de otras imágenes desfila, el universo de David Bhom desplegado en el todo y replegado en cada cosa y esa miríada de aparentemente insignificantes "particulitas" que daban la identidad al todo, en ésa... la nube que vi dos veces.

Referencias:

•Carrió, G. y Muchos Otros, 2000. "On Retaining Poetry Within Science" Part I: The Cloud. This volume, *this page*.

RESUMEN

Se presenta un paquete microfísico de dos momentos para modelos de nube convectiva. Este tipo de esquemas describe los espectros de cada especie en la que se clasifica la sustancia agua con dos variables de pronóstico. Se utilizan matrices de interacción basadas en soluciones precalculadas de la ecuación estocástica de colección lo que garantiza un desempeño similar al de los esquemas explícitos a un bajo costo computacional.

Se formularon bases físicas para solucionar inconsistencias propias de los modelos de dos momentos que fueron observadas por otros autores. Se prefirió una correcta evaluación de la masa alrededor de la cual la mayoría de la masa se concentra (masa predominante) para cada espectro a una estricta conservación de la correspondiente concentración numérica.

Este nuevo marco general para la consideración de varios mecanismos microfísicos representa un concepto diferente en la caracterización de los espectros y la principal característica distintiva del esquema desarrollado.

ABSTRACT

A two-moment microphysical package for convective cloud models is here presented. This type of schemes describes the spectrum of the different species in which the water substance is classified using two prognostic variables. The use of interaction matrices based on precomputed solutions of the stochastic collection equation yields the accuracy of explicit models with an affordable computational cost.

A physically based formulation has been developed to overcome some inconsistencies of the existing two moment schemes noted by other authors. A strict prediction of the mass about which most of the mass is concentrated (predominant mass) is preferred to the strict conservation of the number concentrations.

This new general framework for the consideration of various microphysical mechanisms represents a different concept to characterize the particles' spectra and the scheme's main distinctive feature.

Índice de Contenidos

	Página
1. INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS	
1.1 Introducción histórica.	1-1
1.2 Naturaleza y originalidad del esquema propuesto.	1-6
2. ESPECIES Y SUS ESPECTROS	
2.1 Las especies.	2-1
2.2 Los espectros.	2-6
3. TRATAMIENTO GENERAL DE LOS PROCESOS COLECTIVOS	
3.1 La ecuación estocástica de colección.	3-1
3.2 Planteo general de los procesos colisionales.	3-3
3.2.1 Planteo general.	3-4
3.2.2 Tasas dependientes de las masas predominantes.	3-7
Apéndice: Métodos numéricos empleados.	3-14
4. COLISIONES LÍQUIDO-LÍQUIDO	
4.0 Introducción	4-1
4.1 Autoconversión de gotas de nube.	4-1
4.1.1 Características generales del proceso.	4-2
4.1.2 Tratamiento propuesto para la autoconversión.	4-8
4.2 Autocolección de gotas de nube.	4-10
4.3 Acreción de gotas de nube por gotas de lluvia.	4-11
4.4 Autocolección de gotas de lluvia.	4-14
4.5 Ruptura colisional de gotas de lluvia	4-15

	Página
5. COLISIONES LÍQUIDO-SÓLIDO	
5.1 Colección graupel-especies líquidas.	5-1
5.1.1 Crecimiento seco.	5-1
5.1.2 Crecimiento húmedo.	5-3
5.1.3 Tasas dependientes de la masa predominante	5-5
5.1.3.1 Cambio de masa predominante, crecimiento seco.	5-6
5.1.3.2 Cambio de masa predominante, crecimiento húmedo.	5-7
5.2 Otras colisiones entre especies sólidas y líquidas.	5-8
 6. COLISIONES SÓLIDO-SÓLIDO Y OTROS PROCESOS QUE AFECTAN LA FASE SÓLIDA.	
6.1 Acreciones sólido-sólido.	6-1
6.2 Autoconversiones de hielo y nieve.	6-2
6.3 Glaciación espontánea de gotas de lluvia.	6-4
6.4 Fusión de las especies sólidas precipitantes.	6-6
 7. PROCESOS DE NUCLEACIÓN Y DIFUSIÓN DE VAPOR: FASE LÍQUIDA	
7.1 Nucleación y difusión de vapor sobre gotas de nube.	7-1
7.1.1 Nucleación y crecimiento por condensación.	7-1
7.1.2 Evaporación de gotas de nube.	7-4
7.2 Evaporación de gotas de lluvia.	7-6
 8. PROCESOS DE NUCLEACIÓN Y DIFUSIÓN DE VAPOR: FASE SÓLIDA	
8.1 Nucleación de cristales de hielo.	8-1
8.1.1 Nucleación homogénea de cristales de hielo	8-1
8.1.2 Nucleación heterogénea de cristales de hielo.	8-3
8.2 Difusión de vapor sobre especies sólidas.	8-6
8.2.1 Depósito sobre cristales de hielo.	8-8
8.2.2 Sublimación de nieve.	8-10
8.3 Competencia entre las especies líquidas y sólidas	8-11

	Página
9. EVALUACIÓN DEL PAQUETE MICROFÍSICO. PARTE I: DISEÑO DE EXPERIMENTOS Y ANÁLISIS INDIVIDUAL DEL COMPORTAMIENTO DE LOS PROCESOS MICROFÍSICOS.	
9.1 Fundamentación y diseño de los experimentos.	9-1
9.2 Comparación individual de los procesos microfísicos.	9-3
9.2.1 Procesos que no involucran la especie destino.	9-4
9.2.2 Acreciones.	9-10
9.2.2.1 Acreción de especies líquidas por graupel.	9-12
9.2.2.2 Acreción de gotas de nube por gotas de lluvia.	9-16
 10. EVALUACIÓN DEL PAQUETE MICROFÍSICO. PARTE II: EXPERIMENTOS REALIZADOS PARA CASOS REALES DENTRO DE UN MARCO CINEMÁTICO.	
10.1 Experimentos realizados	10-1
10.2 Caso 10 de agosto de 1990.	
10.2.1 Observaciones.	10-3
10.2.2 Simulación.	10-6
10.3 Caso 23 de Julio de 1985.	
10.3.1 Observaciones.	10-12
10.3.2 Simulación.	10-17
 11. EVALUACIÓN DEL PAQUETE MICROFÍSICO. PARTE III: EXPERIMENTOS REALIZADOS PARA UN CASO REAL DENTRO DE UN MARCO DINÁMICO.	
11.1 Breve descripción de un estudio previo.	11-1
11.2 Simulación.	11-5
 12. CONCLUSIONES, Y SUGERENCIAS PARA FUTUROS TRABAJOS.	
12.1 Conclusiones.	12-1
12.2 Sugerencias para futuros trabajos.	12-6

LISTA DE SÍMBOLOS
BIBLIOGRAFIA
AGRADECIMIENTOS

Capítulo 1

Introducción y objetivos

1.1 INTRODUCCIÓN HISTÓRICA

Las nubes y los fenómenos asociados a éstas han producido la fascinación del hombre desde tiempos inmemoriales. Dos milenios antes que intrigara a pensadores de la talla de Kepler (1571-1630), Descartes (1596-1650) y Volta (1745-1827), la curiosa geometría de la precipitación sólida ya inspiraba en la antigua China a poetas y naturalistas como Han Ying (circa 1358 A.C.). En aquel entonces, cierta magia era asociada al número 6 que insistentemente se repetía en los pétalos de estas "flores de cristal". Durante los dos últimos siglos surgieron los primeros intentos de explicación cuantitativa de los procesos que conducen a la formación de una nube y sus diversas formas de precipitación. Durante el siglo XIX se pueden citar estudios tales como los de William Scoresby (1820), Doi Toshitsuru (1832) y Hellmann (1893), tendientes a clasificar cristales de nieve según su geometría. Sin embargo, no es hasta la cuarta década del siglo XX que esta área del conocimiento abandonó las especulaciones y los conceptos filosóficos para basarse en hechos y principios científico, haciendo de la física de nubes una joven ciencia. Como inesperada consecuencia de la investigación en meteorología ligada a intereses bélicos y al desarrollo del radar, la física de nubes experimentó un progresivo incremento en la cantidad y calidad de los estudios cuantitativos tanto teóricos como experimentales.

La descripción de la macrofísica de una nube requiere concebir a ésta como a un fluido en cual la redistribución y liberación de energía están gobernadas por la evolución de las poblaciones de partículas que éste transporta. Este acople entre la macro y microestructura de la nube sin duda alguna representa un problema altamente complejo que involucra escalas espaciales desde unos pocos micrones hasta decenas de kilómetros. Sin embargo, el ininterrumpido progreso en el conocimiento de las leyes que gobiernan la nucleación, el crecimiento por difusión de vapor y la agregación e hidrodinámica de partículas nubosas en conjunción con el acelerado desarrollo de los sistemas de computación ha permitido la formulación de modelos numéricos de creciente realismo físico durante las últimas cuatro décadas.

Desde el punto de vista dinámico, el primer intento de simular las características de una nube desde base a tope basándose en el estado termodinámico de la atmósfera previo a la tormenta, corresponde a Stommel (1947). Este modelo consistía en un planteo unidimensional e independiente del tiempo que supone una corriente de aire húmedo que asciende en un entorno más frío y en reposo, teniendo en cuenta el proceso de mezcla entre nube y

entorno de un modo altamente simplificado. Durante esa década tuvo lugar un progreso considerable en la representación de dicho proceso aunque aún incluido dentro del marco lagrangiano que considera a la masa en ascenso como bien mezclada, homogénea y discontinuamente diferenciada respecto al entorno, asociado al conocido concepto de parcela, (Austin, 1948; Austin y Fleisher, 1948; Houghton y Cramer, 1951 y Stommel, 1951). La complejidad del planteo del marco dinámico se incrementó rápidamente partiendo de modelos unidimensionales dependientes del tiempo, y avanzando a modelos bidimensionales ya sea los que describían un plano vertical, así como aquellos axisimétricos que generaban una descripción de la dinámica de tres dimensiones, aunque con dos grados de libertad. Finalmente en la década de los setenta surgieron los primeros modelos dinámicos tridimensionales como los de Steiner (1973) y Cotton y Tripoli (1978). Este tipo de modelos ofrece un marco más adecuado para describir los procesos de mezcla turbulenta, aunque cabe acotar que este proceso sigue siendo una de las áreas en las que los estudios de naturaleza dinámica deben ser enfocados según conclusiones del 5° Coloquio Internacional de Modelado de Nubes celebrado el presente año.

Desde la óptica relevante para esta Tesis: la microfísica, se podría citar una colección extremadamente extensa de trabajos en lo que respecta a la hidrodinámica y termodinámica individual de las partículas nubosas así como aquellos estudios concentrados sobre los procesos de nucleación de las fases líquida y sólida. Sin embargo, desde el punto de vista meteorológico, el enfoque más significativo de la microfísica es el concerniente al comportamiento colectivo de las poblaciones de partículas nubosas, y es en el que esta breve introducción histórica y esta Tesis ponen especial énfasis. En esta área, el primer marco relativamente exitoso fue planteado por Kessler (1969) quien hipotetizó que las características esenciales de la microfísica de nubes cálidas pueden ser representadas por la consideración de dos categorías o especies: las gotas con radios mayores y menores de 50 μm , difiriendo fundamentalmente en las velocidades terminales y en la eficiencia de colisión. La gran importancia histórica de su trabajo reside en definir procesos de conversión entre especies en las que se clasifica la sustancia agua según sus propiedades hidrodinámicas y termodinámicas características. Esta concepción constituyó la base de los modelos microfísicos modernos, aún cuando su planteo original considera sólo la fase líquida y los mecanismos de conversión que define parecerían en la actualidad rudimentarios.

Berry (1965, 1967) comenzó a sentar las bases matemáticas para describir los mecanismos de conversión en términos de un sistema de

ecuaciones integro-diferenciales impropias basado en la consideración de la probabilidad asociada a toda posible interacción binaria de colisión. Este tipo de formulación de clara naturaleza probabilística es comúnmente denominada ecuación estocástica de colección y reviste una gran dificultad a la hora de diseñar métodos numéricos lo suficientemente confiables para tenerla en cuenta. Esta dificultad en conjunción con el severo desacuerdo entre la teoría y la observación en lo que respecta a los tiempos necesarios para que una nube produzca partículas de precipitación concentró esfuerzos de diversos autores, entre ellos, Warshaw (1967), Scott(1967,1968, 1972), Long(1971,1972), Gillispie(1972) y Berry(1974 a,b,c,d), siendo la contribución de este último de importancia fundamental. Los trabajos de estos autores edificaron los cimientos para el tratamiento matemático de todos los procesos que involucran a todas las posibles colisiones entre diferentes especies en las que típicamente se clasifica la substancia agua: gotas de nube, gotas de lluvia, cristales prístinos, nieve, graupel y granizo.

La ruptura colisional de gotas de lluvia es responsable de la interrupción de la evolución del espectro hacia mayores tamaños y representa el único mecanismo colectivo no descriptible por la ecuación estocástica de colección, ya que las colisiones pueden eventualmente resultar en una ruptura generando fragmentos que son agregados al mismo espectro. La probabilidad de que dos gotas que chocan se mantengan en una única entidad (eficiencia de coalescencia) y la distribución de tamaños de los fragmentos son funciones que dependen dramáticamente del tamaño de ambas gotas involucradas en la colisión. Estas dos complejas funciones fueron analizadas por Low y List (1982) en un estudio fotográfico de colisiones de pares de gotas de variados tamaños en un túnel de viento vertical registrando más de 10.000 imágenes. A partir de las eficiencias de colisión-coalescencia y la distribución de tamaños de fragmentos resultantes fue posible formular un tratamiento para la ruptura colisional conocido como la ecuación estocástica de colisión y ruptura. Este tratamiento representa un esfuerzo computacional mayúsculo ya que involucra matrices de interacción de más de 40.000 elementos, sin embargo, fue utilizado para estudiar la evolución del espectro de gotas de lluvia por varios autores, entre ellos Srivastava (1982, 1987) y Brown (1985, 1986, 1987, 1989 y 1990). En 1991, este último desarrolló un esquema más económico basado en un análisis de autovectores y autovalores asociado al sistema de ecuaciones integro-diferenciales que describen la ruptura colisional. Este tipo de tratamiento que fue utilizado por Carrió y Nicolini (1996) para evaluar la influencia de la ruptura colisional sobre la evaporación de precipitación líquida

en la capa subnubosa que representa un importante mecanismo para la intensificación de corrientes descendentes. Sin embargo, este esquema resulta aún demasiado complejo para su inserción en un modelo de nube multidimensional ya que requiere 34 variables de pronóstico sólo para el espectro de gotas de lluvia.

Todos los procesos microfísicos involucren colisiones o no, son altamente dependientes de las distribuciones de tamaños de las especies. Los esquemas comúnmente utilizados para describir estos mecanismos y sus efectos sobre los espectros de cada especie pueden ser englobados en dos grandes categorías y una tercera que se presenta en los últimos años como una alternativa.

La primera de ellas corresponde a los modelos en que los espectros de las diferentes especies son representados por distribuciones del tipo exponencial inversa caracterizadas por las correspondientes relaciones de mezcla. Los diversos mecanismos microfísicos dependientes de los tamaños son pesados por estas distribuciones y por lo tanto los procesos de conversión y sus efectos sobre los espectros de las especies interactuantes son descriptos dentro de un marco de un sólo grado de libertad por especie. Estos modelos fueron ampliamente utilizados debido a que adicionalmente a su economía computacional permiten obtener soluciones analíticas simples para sopesar el efecto integral de los diversos procesos de conversión. Dentro de esta clase de modelos que utilizan este tipo de parametrización microfísica, también denominada esquema Kessler o "bulk", podemos citar los de Lord y otros (1984), Lin y otros (1983) entre muchos otros. Sin embargo, los modelos Kessler tienden a producir patrones de precipitación muy diferentes a los generados por una resolución explícita de las ecuaciones estocásticas de colección (Takahashi, 1988). Adicionalmente, Willis (1984) encontró que los espectros observados pueden ser mucho mejor representados por distribuciones gama (Pearson tipo III) que por espectros del tipo exponencial inversa.

La segunda gran categoría de esquemas microfísicos son los llamados modelos explícitos, denominados de este modo por que explícitamente resuelven las ecuaciones estocásticas de colección que gobiernan todas las posibles colisiones. Estos esquemas consideran las distribuciones de tamaños como variables funcionales considerando entre 30 y 70 variables por espectro que representan las concentraciones numéricas correspondientes a categorías

de tamaños en las que se particiona cada espectro. Estos tratamientos ofrecen una adecuada descripción del cambio de las distribuciones y fueron incluidos, a partir de Hall (1980) en varios modelos de nube convectiva entre ellos Feingold y otros (1991) y Kogan (1991). Sin embargo, este tipo de esquemas requiere la consideración de un total de 200 y 300 variables de pronóstico por punto de grilla espacial y por lo tanto un número igual de ecuaciones integro-diferenciales. El "método de los momentos" diseñado por Tzivion (1987) dentro de estos modelos explícitos representa una variante algo más económica desde el punto de vista computacional. A diferencia de los modelos explícitos clásicos que consideran la función de distribución como una función continua, el método de los momentos resuelve la ecuación estocástica de colección suponiendo una función de distribución de tipo escalonado con el aspecto de un histograma, es decir que presenta discontinuidades. La implementación de modelos explícitos ya sean los clásicos o los basados en el método de los momentos representan, sin embargo, un costo computacional prohibitivo para un modelo dinámico multidimensional. Otra limitación implícita está ligada con la incertidumbre a la hora de inicializar ciertas variables respecto de las cuales el tratamiento exhibe una gran sensibilidad, entre ellas, el espectro de núcleos de condensación. Estos esquemas son principalmente utilizados dentro de modelos de nube para estudiar los roles específicos de determinados procesos. También son utilizados separadamente con el objeto de obtener parametrizaciones a ser posteriormente empleadas dentro del contexto de un modelo dinámico. Dentro de este último uso podemos citar el método de la resolución de la ecuación estocástica de colección desarrollado por Carrió (1993) para evaluar los efectos de la microturbulencia sobre los tiempos de autoconversión de gotas de nube. Este esquema de alta precisión describe el espectro de gotas con radios entre 1 y $1,000\mu\text{m}$ con 55 grados de libertad y fue empleado posteriormente para desarrollar una parametrización del proceso de autoconversión para tres diferentes intensidades de turbulencia de microescala y como función de dos parámetros del espectro de gotas de nube (Carrió y Levi, 1995). En los últimos años, debido al creciente interés en los problemas asociados al fenómeno de lluvia ácida se han comenzado a formular modelos para considerar las reacciones de fase mixta y conversiones gas-partícula y procesos fotoquímicos que ocurren en las nubes. Estos modelos consideran como variables de pronóstico a las concentraciones de varias sustancias químicas y al PH de las gotas según su tamaño. El grado de detalle en la descripción de los espectros, asociado a los esquemas explícitos hacen a

este tipo de tratamiento la única alternativa para los denominados modelos microquímicos que intentan describir complejos mecanismos fisicoquímicos.

Una tendencia actual es la formulación de modelos microfísicos que representan una alternativa entre estas dos categorías constituyendo una solución de compromiso entre el grado de detalle de la descripción y la economía computacional. El primer antecedente de esta tercer clase de tratamientos microfísicos corresponde a Srivastava (1978) quien notó la ventaja de pronosticar un segundo parámetro de los espectros de hidrometeoros en lo que respecta a la simulación de precipitación. Sin embargo, modelos de mayor complejidad de este tipo no fueron desarrollados hasta la última década del siglo XX (Murakami, 1990; Wang y Chang, 1993; Ferrier, 1994; Walko y otros, 1995 y Meyers y otros, 1997). Estas representaciones, comúnmente denominadas "multimomento", incluyen ecuaciones de pronóstico para varios momentos de las distribuciones de cada especie, parametrizando mucho mejor los procesos que involucran la fase hielo y evaluando los procesos colectivos con formulaciones basadas en las ecuaciones estocásticas aunque sin explícitamente resolverlas dentro del modelo dinámico. Los modelos multimomento antes mencionados caracterizan los espectros con dos grados de libertad considerando como variables de pronóstico a las concentraciones numéricas de varias especies, adicionalmente a todas las relaciones de mezcla.

Por último, cabe acotar que el avance en la descripción de la microfísica conduce a mejores pronósticos no sólo de precipitación sino de vientos en capas bajas (Cotton et al., 1994 y Gaudet, 1996). Por esta última razón y por la importancia de las características radiativas de las nubes, la inclusión de tratamientos microfísicos es considerada necesaria en modelos de mesoescala y deseable en modelos de escala global, dejando de ser una característica distintiva de los modelos de nube, para los cuales representa un eje fundamental.

1.2 NATURALEZA Y ORIGINALIDAD DEL TRATAMIENTO PROPUESTO

Partiendo de la hipótesis de que la inclusión de un tratamiento multimomento en un modelo convectivo mejora la representación de la convección respecto a una descripción de un grado de libertad por especie, el

objetivo de esta Tesis consiste en el desarrollo (e inclusión en un modelo convectivo) de un tratamiento microfísico de dos momentos que retiene características de los modelos explícitos sin utilizar soluciones analíticas aproximadas de las ecuaciones estocásticas de colección.

El tratamiento propuesto comparte características comunes con los esquemas de Ferrier (1994), Walko y otros (1995) y Meyers y otros (1997) en lo que respecta a la utilización de matrices de interacción precalculadas como función de los parámetros pronosticados de las distribuciones de las especies involucradas. Esto permite una evaluación de los procesos colisionales con una precisión comparable a la de un modelo explícito aunque con una gran eficiencia computacional. La estructura general del presente tratamiento presenta cuatro características originales que lo diferencian de los mencionados tratamientos previos:

- I) El esquema propuesto no ajusta a la saturación, permitiendo la existencia de sobresaturaciones y la evaluación adecuada de la competencia en la difusión de vapor entre las fases líquida y sólida y por lo tanto evitando la necesidad de parametrizar el mecanismo de Bergeron-Findeisen.
- II) Tiene en cuenta el proceso de nucleación de gotas de nube y por lo tanto incluye pronósticos de dos momentos para todas las especies condensadas (inclusive la concentración numérica de gotas de nube). La inclusión del número de núcleos de condensación activados como variable de pronóstico permite la estimación de la concentración numérica de gotas de nube nucleadas durante un paso de tiempo. Dicha estimación se obtiene por comparación entre el total activado en ese punto de grilla de acuerdo a la sobresaturación remanente luego de la difusión, y la concentración numérica de los núcleos previamente procesados por la parcela desde el punto de vista lagrangiano.
- III) La característica distintiva principal del tratamiento desarrollado en esta Tesis está relacionada con las variables físicas elegidas para caracterizar los espectros de cada especie. Los parámetros más representativos de estos espectros son su masa total (asociada a la correspondiente relación de mezcla), la masa media y la masa predominante. Esta última representa la masa alrededor de la cual la mayoría de la masa del espectro está concentrada, un parámetro de

posición físicamente mucho más significativo que la media aritmética de la masa (Berry, 1974 a,b,c y d). Dentro de un marco de descripción de dos grados de libertad estas tres magnitudes no son independientes. Dados dos momentos de la distribución un tercero resulta dependiente de ellos dentro del marco de un tratamiento de dos grados de libertad y por lo tanto resulta en una estimación más pobre de este tercero. El tratamiento clásico, utilizado por todos los modelos de dos momentos antes mencionados, evalúa estrictamente las concentraciones numéricas y las relaciones de mezcla, lo que implícitamente privilegia la masa media respecto a la predominante. Esto genera ciertas inconsistencias desde el punto de vista físico tales como reducciones artificiales de la reflectividad de radar, simulada para diversos procesos colisionales y de conversión entre especies, tal como fuera notado por Ferrier (1994). El esquema propuesto incluye un nuevo tratamiento para estos múltiples mecanismos, basado en la evaluación estricta de las relaciones de mezcla de cada especie y las correspondientes masas predominantes solucionando las inconsistencias antes mencionadas y considerando las tasas correspondientes a las concentraciones numéricas como dependientes de estas dos magnitudes físicamente más significativas.

- IV) Los programas de inicialización que generan las matrices de interacción no utilizan eficiencias de colisión promediadas. Dichos programas retienen la dependencia de la función eficiencia de colisión respecto a ambos tamaños de las partículas colisionantes en todos los casos existe suficiente información experimental y esta dependencia es relevante.

El esquema propuesto y evaluado en esta Tesis ha sido incluido dentro del marco de un modelo dinámico de nube bidimensional, no hidrostático y dependiente del tiempo desarrollado por Torres Brizuela y Nicolini (1999), el que representa una versión del modelo de Nicolini y Paegle (1989) mejorada desde el punto de vista del tratamiento de la turbulencia que modelo,. Este modelo dinámico utilizaba el paquete microfísico parametrizado de tipo "bulk" de Lord y otros (1984). Debido a la utilización de matrices de interacción precalculadas, el nuevo paquete microfísico no resulta en una pérdida de economía computacional respecto al viejo esquema microfísico de un sólo grado de libertad.

En los primeros 8 capítulos de esta Tesis se describe el modo en que los diversos procesos microfísicos fueron tratados dentro del esquema. Los capítulos 9, 10 y 11 se concentran en la evaluación del paquete microfísico desarrollado mientras que en el capítulo 12 se incluyen las conclusiones y comentarios finales.

Capítulo 2

Las especies y sus espectros

2.1 LAS ESPECIES

Dentro de los esquemas microfísicos y con el objeto de describir los diversos procesos de un modo eficiente, las formas condensadas de la sustancia agua son clasificadas en especies según sus propiedades hidrodinámicas y termodinámicas características. La discretización utilizada es idéntica a la del paquete microfísico de un sólo grado de libertad de Lord y otros (1984) o Nicolini y Paegle (1989), y contempla adicionalmente a la fase gaseosa, cinco categorías condensadas: gotas de nube, gotas de lluvia, cristales de hielo, nieve y graupel. Según el Glosario Meteorológico Internacional (GMI) estas especies están definidas de acuerdo a la siguiente tabla.

TABLA 2..I Características de las especies según las definiciones clásicas

ESPECIE	DEFINICION SEGÚN EL GMI
<i>Gota de nube</i>	Gota sobreenfriada o no, que forma parte de una nube, y tiene un diámetro comprendido entre los 4 y 100 μm .
<i>Gota de lluvia</i>	Gota de lluvia que tiene un diámetro de 0.1 mm o más.
<i>Cristales de hielo</i>	Cualquiera de las variadas formas, macroscópicamente cristalinas que el hielo puede tomar, incluyendo prismas hexagonales, láminas hexagonales, cristales dendríticos, agujas de hielo y combinaciones de estas formas.
<i>Nieve</i>	Precipitación de cristales de hielo aislados o aglomerados que cae de una nube.
<i>Graupel</i>	Expresión aceptada en la lengua castellana que denomina a la precipitación formada por partículas de hielo blancas y opacas que caen de la nube y son en general cónicas o redondeadas y de un diámetro que puede llegar a 5 mm.

Estas definiciones son muy amplias (y en cierto sentido vagas) y se ha propuesto una revisión de las mismas en la 13ª Conferencia Internacional de Nubes y Precipitación (agosto 2000). Dentro del marco de una parametrización microfísica estos términos son utilizados de un modo tal que no necesariamente se ajustan a estas definiciones. Dos tipos de discrepancias entre ambas definiciones pueden ser mencionados: las que son debidas que un mayor detalle es necesario para caracterizarlas físicamente ya sea en tamaños o densidades, y las necesarias para un mejor diseño de los procesos de conversión entre ellas.

Respecto al primer tipo de discrepancias cabe acotar que al simular la evolución bimodal del espectro correspondiente a la fase líquida se observa un

mínimo estacionario alrededor de un radio de 40 μm , por lo que resulta mucho más razonable este valor como frontera de ambos espectro que los 50 μm que señala la definición. Otro ejemplo está ligado con la obvia necesidad de establecer un tamaño frontera entre el espectro de cristales de hielo y el de nieve.

Asociado al segundo tipo de discrepancias mencionadas podemos, a título de ejemplo, mencionar a aquellas partículas de graupel que, por su baja densidad de masa resulta más razonable incluirlas dentro del espectro de nieve. Por otra parte, muchos esquemas microfísicos tratan conjuntamente los espectros de graupel y granizo ya que existe una cierta incertidumbre asociada a los procesos de conversión entre estas dos especies. Esta especie podría ser denominada graupel-granizo, sin embargo, por razones de simplicidad de notación se suele considerar la especie graupel como una especie que eventualmente contiene partículas que pueden exceder considerablemente el diámetro de 5mm.

La siguiente tabla resume las características que definen a las especies, según la óptica utilizada por el esquema desarrollado

TABLA 2..II Características de las especies según el esquema propuesto

ESPECIE	DEFINICION PARA TRATAMIENTO MICROFISICO
<i>Gota de nube</i>	Gota cuyo radio no supera los 40 μm con eficiencia de colección baja, eficiencia de coalescencia unitaria y velocidad de sedimentación despreciable.
<i>Gota de lluvia</i>	Gota cuyo radio supera los 40 μm con eficiencia de colección alta y eficiencia de coalescencia menor que 1.
<i>Cristales de hielo</i>	Forma cristalina de alta densidad y velocidad de sedimentación despreciable que puede agregarse con partículas de su tipo o gotas de nube sobreenfriadas siempre que no supere el tamaño de 125 μm
<i>Nieve</i>	Forma cristalina de baja densidad (volumétrica envolvente) y que puede agregarse con partículas de su tipo o gotas de nube sobreenfriadas siempre que no supere el tamaño umbral de 5mm.
<i>Graupel</i>	Partícula de hielo de alta densidad, sin umbral superior de tamaño, con alta eficiencia de colisión y tasa de crecimiento por colección gobernada por su balance térmico.

En los próximos capítulos se definirán y detallarán todos los mecanismos, que actúan como procesos de conversión entre estas especies, tanto desde el punto de vista físico como desde el relativo a su simulación numérica. La siguiente tabla sólo pretende dar una imagen esquemática de los más importantes sumideros y fuentes de naturaleza microfísica.

TABLA 2..III Principales fuentes y sumideros microfísicos

ESPECIE	FUENTES	SUMIDEROS
<i>Vapor de agua</i>	♦ Evaporación/sublimación de especies condensadas	♦ Condensación/depósito de especies condensadas
<i>Gota de nube</i>	♦ Condensación ♦ Nucleación ♦ Fusión cristales de hielo	♦ Evaporación ♦ Colisión con otra especie ♦ Glaciación homogénea ♦ Autoconversión de nube
<i>Gota de lluvia</i>	♦ Fusión de nieve y graupel ♦ Colisión con las especies cristales de hielo o nieve, $T > 0^{\circ}\text{C}$ ♦ Autoconversión de nube	♦ Evaporación ♦ Glaciación homogénea ♦ Colisión con graupel ($T < 0^{\circ}\text{C}$) ♦ Colisión con las especies cristales de hielo y nieve con $T < 0^{\circ}\text{C}$
<i>Cristales de hielo</i>	♦ Crecimiento por depósito ♦ Nucleación por los mecanismos glaciación de nube, contacto y depósito,	♦ Sublimación ♦ Colisión con las especies lluvia, nieve y graupel ♦ Autoconversión de hielo
<i>Nieve</i>	♦ Crecimiento por depósito ♦ Colisión con las especies líquidas, $T < 0^{\circ}\text{C}$, sin superar el umbral de tamaño. ♦ Colisión con hielo, $T < 0^{\circ}\text{C}$, sin superar el umbral de tamaño. ♦ Autoconversión de hielo	♦ Sublimación ♦ Colisión con hielo, $T < 0^{\circ}\text{C}$ y superando el umbral de tamaño. ♦ Colisión con las especies líquidas con $T > 0^{\circ}\text{C}$ ♦ Colisión con graupel ♦ Autoconversión de nieve
<i>Graupel</i>	♦ Crecimiento por depósito ♦ Colisión con otra especie ♦ Colisión lluvia-hielo y lluvia - nieve superando el umbral de nieve y $T < 0^{\circ}\text{C}$, ♦ Glaciación de lluvia ♦ Autoconversión de nieve	♦ Sublimación ♦ Fusión.

A diferencia de las gotas de nube y los cristales de hielo, las restantes especies tienen velocidades de sedimentación no despreciables respecto a las velocidades de ascenso típicas en una nube convectiva. Por lo tanto, es necesario asumir leyes que relacionen la masa o diámetro de estas partículas nubosas con las velocidades que adquieren luego de alcanzar un régimen hidrodinámico estacionario, es decir sus velocidades terminales. Las siguientes ecuaciones dan las expresiones seleccionadas para evaluar las velocidades terminales de partículas individuales de las especies precipitantes.

$$V_r (D_r) = 4854 D_r \exp(-1.95 D_r) [\rho_0 / \rho]^{0.5} \quad (2.1)$$

donde V_r , D_r , representan la velocidad terminal y el diámetro de la gota de lluvia.

$$V_s (D_s) = 195.8 m_s^{0.14} [\rho_0 / \rho]^{0.5} \quad \text{con } m_s = \rho_s \pi / 6 D_s^3 \quad (2.2)$$

donde V_s , D_s , m_s , y ρ_s denotan la velocidad terminal, el diámetro, la masa y la densidad de la partícula de nieve, respectivamente.

$$V_g (D_g) = [4g\rho_g / 3C_D\rho] (D_g)^{0.5} \quad (2.3)$$

donde V_g , D_g y ρ_g representan la velocidad terminal, el diámetro y la densidad de la partícula de graupel, respectivamente. C_D denota el coeficiente de arrastre para el que usualmente se asume el valor de 0.6.

El sistema de unidades empleado en las ecs. (2.1-3) es el cgs, el sistema clásico para el tratamiento de procesos microfísicos, y éste será utilizado de aquí en adelante en todas ecuaciones expresadas en esta Tesis. El factor en el segundo miembro de las dos primeras de estas ecuaciones, $[\rho_0 / \rho]^{0.5}$ tiene en cuenta la variación con la altitud que es función del cociente entre la densidad a nivel del mar y aquella que corresponde a la altitud en las que estas velocidades son evaluadas. La expresión de la ec. (2.1) corresponde a un ajuste de Uplinger (1981) que permite, sobre todo el rango de tamaños, estimar las velocidades terminales de gotas de lluvia con errores menores al 5 % con respecto a los experimentos de Gunn y Kinzer (1949). Esta precisión es considerablemente mayor que la correspondiente a la expresión frecuentemente empleada de Liu y Orville (1969). Las velocidades terminales

de nieve y graupel son evaluadas empleando las fórmulas de Locattelli y Hobbs (1974) y Wisner (1972), respectivamente. Estas dos expresiones son utilizadas en muchos modelos parametrizados, entre ellos, Lord y otros (1984).

Las dos variables de pronóstico a ser sedimentadas, las concentraciones numéricas y las relaciones de mezcla, dentro del contexto del modelo propuesto, son tratadas independientemente planteando flujo de partículas y de masa, respectivamente. Por lo tanto, la media aritmética y la pesada por la masa son utilizadas para sedimentar las concentraciones numéricas y las relaciones de mezcla, respectivamente. Esto permite un tratamiento de la sedimentación más realista ya que tiene en cuenta, en cierto modo, la redistribución vertical diferencial entre el número de partículas nubosas y la masa.

En cuanto a las densidades características asumidas para las especies condensadas, éstas pueden ser seleccionadas externamente al modelo como parámetros. Esto es de especial interés para la especie nieve, valores de densidad entre 0.1 y 0.4 g/cm³ pueden ser utilizados para considerar la inclusión de partículas de nieve que han crecido por colisión con especies líquidas. En cambio, para las especies gotas de nube, gotas de lluvia, cristales de hielo y graupel los valores razonables son 1, 1, 0.917 y 0.917 g/cm³, respectivamente.

Cabe mencionar que inicialmente se consideró la posibilidad de incluir una sexta especie condensada, *agregados*, éstos se generan por las colisiones entre cristales de hielo, entre partículas de nieve, por colisiones entre cristales de hielo y nieve así como por colisiones entre agregados y ambas especies sólidas cristalinas. Esta especie fue considerada por Meyers y otros (1997) dentro del modelo RAMS, el que tiende a concentrar en forma de agregados una fracción importante de la sustancia agua. No se creyó conveniente incluir esta especie debido que un muchos procesos actuarían como fuentes de una categoría cuyas características geométricas e hidrodinámicas son inciertas.

A diferencia de los modelos de dos momentos más conocidos, Walko y otros (1995), Ferrier (1994), y Meyers y otros (1997), el esquema propuesto considera espectros de dos grados de libertad para todas las especies condensadas. El tipo de distribuciones empleadas, sus características matemáticas así como las magnitudes físicas relacionadas con varios de sus momentos son discutidos en la siguiente sección.

2.2 LOS ESPECTROS

Bajo la suposición de que una nube bien mezclada y cuyo volumen sea lo suficientemente grande como para que tenga sentido hablar de promedios en estadísticos, la distribución de tamaños de partículas podrá ser expresada en términos de una función densidad, proporcional al número de gotas de cada tamaño por unidad de volumen, que representa un promedio sobre el volumen y es independiente de éste (Berry, 1974a).

Diversas clases de distribuciones han sido utilizadas en modelos de microfísica parametrizada, ya sea asumiendo diámetros o masas distribuidos según distribuciones del tipo gamma, o el logaritmo de las masas distribuido normalmente (lognormal), o los diámetros según una exponencial inversa. Las distribuciones de este último tipo fueron extensamente utilizadas en un gran número de modelos y pueden ser expresadas como

$$N_x(D_x) = N_{0x} \exp [-\lambda_x D_x] \quad \text{con } \lambda_x = [\pi \rho_x N_x / \rho Q_x]^{0.25} \quad (2.4)$$

donde N_x , D_x y ρ_x son la concentración numérica, el diámetro y la densidad de las partículas de tipo "x", Q_x su correspondiente relación de mezcla, N_{0x} es una constante que depende de que especie esté representando "x" y ρ la densidad del aire.

Estas distribuciones que comúnmente son denominadas tipo Marshall-Palmer (nombre que estrictamente se refiere a espectro correspondiente a gotas de lluvia) fueron, como antes fuera dicho, utilizadas en muchos esquemas (inclusive Torres Brizuela y Nicolini, 1999) porque tienen un único grado de libertad y porque, debido al peculiar comportamiento matemático de las funciones exponenciales, permiten obtener soluciones analíticas simples para considerar el efecto integral de procesos dependientes de los tamaños. Willis (1984) encontró que los espectros observados para gotas de lluvia pueden ser mucho mejor representados por distribuciones gama que por espectros del tipo exponencial inversa. Adicionalmente, este tipo de distribuciones tiende a asociar una concentración excesivamente alta a las partículas de menores tamaños aún en el caso de que N_{0x} fuera considerado una variable de pronóstico. La consideración de ese grado de libertad adicional fue contemplada por Srivastava (1978).

El esquema microfísico desarrollado asume que para cada espectro la masa se distribuye según una distribución del tipo gamma (Pearson tipo III) la que puede ser escrita para una dada especie como

$$N(m) = N_t (\nu+1)^{\nu+1} / [M_r \Gamma(\nu+1)] [m/ M_r]^\nu \exp [-(\nu+1) m/ M_r] \quad (2.5)$$

donde $N(m)$ representa la densidad volumétrica de partículas nubosas de la dada especie que tienen masas entre m y $m+dm$, N_t es la concentración total de la especie, M_r es la masa media del espectro, ν es el parámetro de ancho de la distribución.

Tres variables extensivas primarias del espectro y dos variables intensivas pueden ser definidas a partir de los momentos de orden 0, 1 y 2 respecto de la masa (MOM^0 , MOM^1 y MOM^2 , respectivamente)

$$MOM^0 = \int_0^{\infty} N(m) dm = N_t \quad (2.6)$$

El momento de orden 0 representa la concentración total volumétrica, es decir el número de partículas de esa dada especie por cm^3 .

$$MOM^1 = \int_0^{\infty} N(m) m dm = \rho Q \quad (2.7)$$

El momento de orden 1 representa la concentración de masa por unidad de volumen y está directamente relacionada con la relación de mezcla a través de la densidad del aire (ρ).

$$MOM^2 = \int_0^{\infty} N(m) m^2 dm = [6/\rho\pi]^2 Z = [6/\rho\pi]^2 \sum N D^6 \quad (2.8)$$

Mientras que el momento de orden 2 está linealmente relacionado con el momento de orden 6 respecto a los diámetros y por lo tanto está asociado a la reflectividad de radar.

En cuanto a las variables intensivas antes mencionadas la primera de ellas es la masa media la que puede ser escrita como el cociente entre el momento de orden 1 y el de orden 0.

$$M_f = \int_0^{\infty} N(m) m \, dm / \int_0^{\infty} N(m) \, dm = \langle m \rangle = \text{MOM}^1 / \text{MOM}^0 \quad (2.9)$$

donde $\langle x \rangle$ denota la media aritmética de x .

La otra variable intensiva es la denominada masa predominante que puede ser entendida como la masa media de la distribución de las masas, y representa físicamente la masa alrededor de la cual la mayoría de la masa está concentrada. Como es inmediato de la ec. (2.10) ésta puede ser expresada como el cociente entre el momento de orden 2 y el de orden 1.

$$M_g = \int_0^{\infty} \{N(m) m\} m \, dm / \int_0^{\infty} \{N(m) m\} \, dm = \langle m^2 \rangle / \langle m \rangle = \text{MOM}^2 / \text{MOM}^1 \quad (2.10)$$

La masa predominante es siempre mayor que la media y su cociente, α , puede ser, escrito como

$$\alpha = M_g / M_f = \{\text{MOM}^2 / \text{MOM}^1\} / \{\text{MOM}^1 / \text{MOM}^0\} = \text{MOM}^2 \text{ MOM}^0 / [\text{MOM}^1]^2 \quad (2.11)$$

Si se utiliza la expresión (2.12) la que permite evaluar el momento de orden "k" cuando se asume una distribución del tipo de la ec. (2.5), la relación resultante entre M_g y M_f es dada en la ec.(2.13).

$$\text{MOM}^k = \int_0^{\infty} N(m) m^k \, dm = N_t M_f^k \Gamma(v + k + 1) / [(v + 1)^k \Gamma(v + 1)] \quad (2.12)$$

$$\alpha = M_g / M_f = 1 + 1 / [v + 1] = [v + 2] / [v + 1] \quad (2.13)$$

Esta relación entre la masa predominante y la masa media es sólo función del parámetro de ancho, por lo tanto si éste se asume constante estas dos

variables resultan linealmente dependientes. La distribución de la ec. (2.14) es completamente equivalente a las de la ec. (2.5), sin embargo la primera está escrita en función de la masa predominante, una variable mucho más significativa desde el punto de vista físico, en la que el tratamiento microfísico propuesto en esta Tesis se concentra con especial énfasis.

$$N(m) = N_t (v+1)^{v+2} / [(v+2)\Gamma(v+1) M_g] [(v+1)/(v+2) m/ M_g]^v \exp [-(v+1)^2/(v+2) m/ M_g] \quad (2.14)$$

Los parámetros de ancho de cada especie condensada son supuestos constantes durante la simulación, al igual que otros modelos que utilizan funciones de distribución del tipo gamma como el RAMS (Regional Atmospheric Modeling System, Meyers y otros, 1997). Sin embargo este último modelo asume que los diámetros (en lugar de las masas) distribuidos según una distribución gama. La varianza relativa de la masa (v_{arm}) está relacionada con el parámetro de ancho según la siguiente ecuación

$$V_{arm} = [\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2] / \langle m \rangle^2 = [1 + v]^{-1} \quad (2.15)$$

De la ec. (2.15) puede verse que la varianza de la masa es una función decreciente con respecto a v . En la figura 2.1a se muestran diferentes distribuciones de masa caracterizadas por distintos valores del parámetro de ancho y una misma masa media (la de una gota de 500 μm de radio). En esta figura puede verse que el espectro es tanto más ancho como menor sea dicho parámetro. La masa en cuya vecindad la mayoría de la masa se concentra, es decir la masa predominante, es siempre mayor que la masa media. La diferencia entre estas dos magnitudes es naturalmente mayor para espectros de ancho creciente los que están caracterizados por menores valores de v . En la figura 2.1b se muestra la relación entre los radios de partículas asociadas a las masas predominante y media (R_g y R_l) como función del parámetro de ancho.

Los valores de v para cada especie son parámetros externos al paquete microfísico. En este tratamiento, el valor de α para cada especie resulta muy útil para la selección de los valores de v , ya que permite la comparación de diferentes espectros ya sea observados como utilizados por otros modelos, desde un punto de vista físico.

Los valores utilizados para los parámetros de ancho v de los espectros de gotas de nube y gotas de lluvia son de 0 y -0.8, respectivamente. Por un lado, estos dos valores son coherentes con los resultados que obtuvimos al evaluar cociente entre la masa predominante y la media de muchos espectros

observados (Takahashi, 1981; Williams y Wojtowicz, 1982; Willis, 1984; Zawadski y otros, 1994; Sauvageot y Lacaux, 1995 y Szumowski y otros, 1998b). Por otro lado, éstos valores de los parámetros de ancho de los espectros de gotas de nube y lluvia fueron los seleccionados también por Ziegler (1985).

Para los espectros de cristales de hielo, nieve y graupel se seleccionó el valor de -0.94 que, desde el punto de vista del valor de α , resulta equivalente al parámetro de ancho utilizado en el paquete microfísico del modelo RAMS. El procedimiento aquí presentado provee un método para la selección de los valores de v a partir de espectros documentados, sin embargo como lo indicaran Meyers y otros (1997), más estudios experimentales deberían ser realizados en diferentes sistemas nubosos.

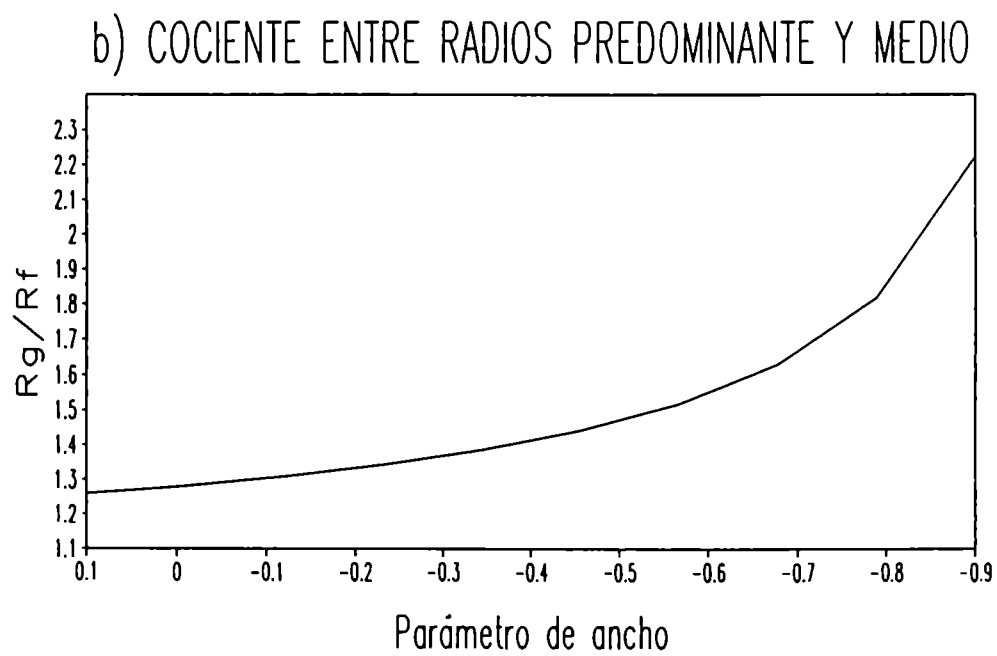
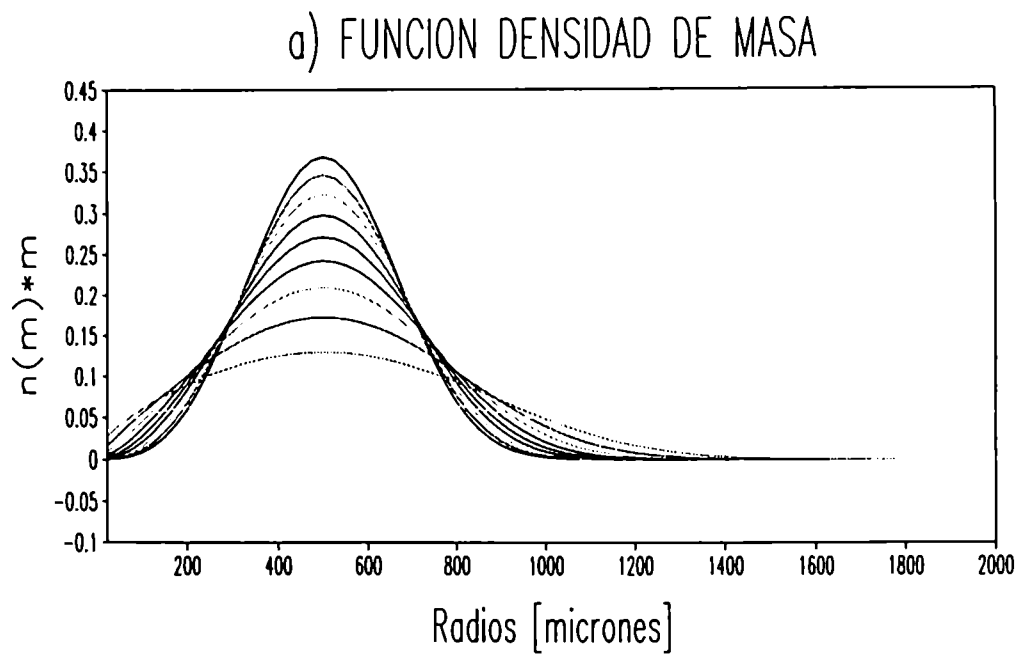


Figura 2.1: a) Diferentes distribuciones de masa caracterizadas por v entre 0.1 y -0.9 , b) Cociente entre R_g y R_f como función del parámetro de v .

Capítulo 3

Tratamiento general de procesos colectivos

3.1 LA ECUACIÓN ESTOCÁSTICA DE COLECCIÓN

Este mecanismo colección estocástica describe la evolución temporal de los espectros de tamaños de las diferentes formas en las que se presenta la sustancia agua en una nube, asociando una probabilidad a todo posible choque entre partículas. Este mecanismo es considerado de importancia primaria en la formación de partículas de precipitación, desde que Telford (1955) demostrara matemáticamente la mayor eficiencia de este proceso para producir partículas de precipitación en los tiempos observados en la naturaleza, lo que en las últimas décadas constituyó uno de los problemas centrales en física de nubes.

Bajo las suposiciones de que una nube bien mezclada y cuyo volumen sea lo suficientemente grande como para que tenga sentido hablar de promedios estadísticos, la distribución de tamaños de partículas podrá ser expresada en términos de una función densidad, proporcional al número de gotas de cada tamaño por unidad de volumen, que representa un promedio sobre el volumen y es independiente de éste (Berry, 1974a). Estas distribuciones se verán modificadas a medida que se producen colisiones aleatoria y uniformemente distribuidas en el espacio. Por lo tanto este problema de naturaleza claramente probabilística, puede ser formulado como fuera antes mencionado en términos de las diferentes probabilidades asociadas a toda posible colisión de partículas.

Cuando una partícula nubosa precipita, luego de un breve transitorio, la velocidad de caída alcanza un valor límite generándose un flujo estacionario respecto a ella que depende de la densidad del aire y fundamentalmente de su tamaño y densidad. Cuando una partícula colectora (mayor) barre un espacio donde se encuentra otra menor (colectada) la trayectoria de esta última se ve influenciada por los flujos antes mencionados dependiendo de la "inercia" de la menor. Por lo tanto, si bien otros factores tales como los campos eléctricos o como la turbulencia de pequeña escala pueden influir sobre la trayectoria de pequeñas partículas, el problema de determinar si se producirá una colisión dependerá fundamentalmente del tamaño de ambas.

La función que asigna valores a las probabilidades de colisión contiene intrínsecamente la solución del problema físico de las dos partículas teniendo en cuenta las interacciones hidrodinámicas. Ésta, comúnmente denominada kernel de colisión, puede ser escrita para dos partículas de masa genéricas m_1 y m_2 como

$$K[m_1, m_2] = \pi E(m_1, m_2) [r(m_1) + r(m_2)]^2 [V(m_1) - V(m_2)] \quad (3.1)$$

donde $K[m_1, m_2]$ es el correspondiente kernel de colisión $r(m_x)$ y $V(m_x)$ son el radio y la velocidad terminal de una partícula de masa m_x y $E(m_1, m_2)$ es la eficiencia de colisión definida como el cociente entre la sección eficaz de colisión y el área un círculo cuyo radio es la suma de los radios de las partículas.

La dependencia funcional de la eficiencia de colisión ha sido estudiada experimentalmente para diferentes tipos de interacciones, así como a través de la resolución numérica de la ecuación de movimiento relativo de dos partículas con geometría simplificada, típicamente esferas y esferoides.

Para describir la evolución temporal de un espectro se puede plantear una ecuación considerando que el número de colisiones de partículas de masas genéricas m_1 y m_2 por unidad de tiempo y volumen (N_{12}) puede ser escrito como

$$N_{12} = N(m_1) K[m_1, m_2] N(m_2) \quad (3.2)$$

donde $N(m_1)$ y $N(m_2)$ son las concentraciones numéricas de partículas de masas m_1 y m_2 , respectivamente,

De este modo, para el caso de un espectro de partículas que chocan entre sí dando como resultado una partícula de la misma especie, la siguiente ecuación integro-diferencial, comúnmente denominada *ecuación estocástica de colección*, permite describir analíticamente el cambio temporal de la función densidad de partículas de una determinada masa

$$dN(m)/dt = \int_0^{m/2} N(m-m') K[m-m', m] N(m') dm' - \int_0^{\infty} N(m) K[m', m] N(m') dm' \quad (3.3)$$

La primera integral, denominada integral de ganancia, representa el cambio debido a todas las colisiones que dan como resultado una gota de masa " m ". El extremo de integración " $m/2$ " se debe a que en este caso sólo deben considerarse los choques hasta que m y $m-m'$ sean iguales evitando contar doble la colisión de un mismo par.

La segunda, denominada integral de pérdida, considera la "desaparición" considerando todas las posibles colisiones de éstas con partículas de todos los tamaños.

Para describir el cambio de la distribución es necesario resolver tantas ecuaciones integro-diferencial como categorías de tamaños se hayan utilizado para discretizar el espacio continuo de masa (típicamente entre 50 y 70). Esto debe hacerse para más de una decena de tipos de colisión entre las 5 y 7 especies condensadas y para cada punto de grilla espacial. Por lo tanto, para el caso de modelos de nube tridimensionales, el tratamiento de los procesos colisionales resulta muy costoso desde el punto de vista computacional aún para supercomputadoras. Un modo alternativo de tratar los procesos colisionales a un costo computacional razonable consiste en una descripción de dos grados de libertad para representar el espectro de cada una de las especies en las que se clasifica a la sustancia agua. Este tipo de descripción se conoce como esquema de dos momentos y ha sido utilizada por Walko y otros (1995), Ferrier (1994), y Meyers y otros (1997). El esquema propuesto en esta Tesis, si bien presenta importantes cambios estructurales, está basado al igual que éstos últimos en soluciones numéricas de ecuaciones estocásticas de colección.

3.2 PLANTEO GENERAL DE LOS PROCESOS COLISIONALES

El paquete microfísico propuesto es, como fuera antes dicho, un esquema de dos momentos. Si bien las dos variables asociadas a cada espectro se ven modificadas por diversos procesos termodinámicos y dinámicos, el tratamiento de los procesos que involucran colisiones tiene una importancia clave dentro de un modelo que simule la física de una nube convectiva. Este esquema difiere de otros modelos de este tipo en variados aspectos matemáticos y físicos tales como, tipo de distribuciones de tamaños, métodos de integración, la incorporación de diferentes procesos microfísicos, así como el modo de describirlos. Sin embargo, la estructura general del esquema propuesto para tratar los procesos colisionales (descrita en la subsección 3.2.1) es similar al de otros modelos de dos momentos desde la óptica de que está basada en la utilización de matrices de interacción precalculadas por integración numérica de ecuaciones estocásticas de colección.

Una de las diferencias fundamentales entre el esquema microfísico desarrollado y los otros modelos de dos momentos existentes reside en la incorporación como variable a la masa predominante de los espectros en la formulación de ciertos procesos microfísicos lo que, como se verá en la subsección 3.2.2, preserva características físicas más significativas de los espectros.

La metodología descrita en este capítulo requiere la evaluación numérica de expresiones integrales que, como fuera mencionado en el Capítulo 1, revisten una gran dificultad a la hora de diseñar métodos numéricos lo suficientemente confiables para tenerlas en cuenta. El esquema de integración utilizado para tal fin es el desarrollado por Carrió y Levi (1995) y es descripto en el apéndice de este capítulo.

3.2.1 PLANTEO GENERAL

Cada par de especies interactuantes genera por colisión y posterior agregación nuevas partículas nubosas. Éstas pueden pertenecer a alguna de esas especies originales como en el caso de la acreción de gotas de nube por gotas de lluvia, o la autocolección de gotas de lluvia. Sin embargo éste no representa el caso de interacción binaria más general, como ejemplo podemos citar el caso de los choques entre gotas líquidas sobreenfriadas y especies sólidas que inducen un cambio de estado destinando las partículas nubosas generadas a una tercera especie.

Tal como fuera acotado en el segundo capítulo, se asume que para cada espectro la masa se distribuye según una distribución del tipo gamma (Pearson tipo III) la que puede ser escrita para una especie genérica "j" como

$$N_j(m_j, t) = N_{jt} n_j(m_j, M_{foj})$$

$$= N_{jt} (v_j + 1)^{v_j + 1} (m_j / M_{foj})^{v_j} / [M_{foj} \Gamma(v_j + 1)] \exp [-(v_j + 1) m_j / M_{foj}] \quad (3.4)$$

donde $N_j(m_j, t)$ representa la densidad volumétrica de partículas nubosas de la especie "j" que tienen masas entre m_j y $m_j + dm_j$ en el tiempo "t", N_{jt} es la concentración total de la especie, M_{foj} es la masa media del espectro, v_j es el parámetro de ancho de la distribución que se asume constante, y $n_j(m_j, M_{foj})$ denota la correspondiente distribución normalizada.

Cada espectro, entonces, se encuentra caracterizado por su concentración numérica total y por su correspondiente masa media la que a su vez es función de dicha concentración y su relación de mezcla, es decir por las variables de pronóstico. El procedimiento para evaluar los efectos de los mecanismos colisionales entre dos especies genéricas "X" e "Y" (así como los correspondientes a partículas nubosas de una tercera especie "Z" eventualmente generadas por este tipo de colisión) está basado en la

evaluación de 3 o 4 cantidades expresables en términos de las correspondientes EEC. Estas son: la tasa numérica total de colisiones XY (ΔN_{xy}), las masas involucradas de cada especie interactuante (ΔM_x and ΔM_y). Adicionalmente, como característica particular de este esquema, se incluye a este conjunto la masa predominante de las partículas generadas. Las expresiones integrales correspondientes se dan en la ecs. (3.5-7).

$$\Delta N_{xy} = N_{xt} N_{yt} \int_0^\infty \int_0^\infty n_x(m_x, M_{fox}) K[m_x, m_y] n_y(m_y, M_{foy}) dm_x dm_y \quad (3.5)$$

$$\Delta M_x = N_{xt} N_{yt} \int_0^\infty \int_0^\infty n_x(m_x, M_{fox}) K[m_x, m_y] n_y(m_y, M_{foy}) m_x dm_x dm_y \quad (3.6)$$

$$\Delta M_y = N_{xt} N_{yt} \int_0^\infty \int_0^\infty n_x(m_x, M_{fox}) K[m_x, m_y] n_y(m_y, M_{foy}) m_y dm_x dm_y \quad (3.7)$$

$$\text{con } K[m_x, m_y] = \pi E(m_x, m_y) [r(m_x) + r(m_y)]^2 [V_x(m_x) - V_y(m_y)]$$

donde $K[m_x, m_y]$ es el kernel de colisión correspondiente a una partículas nubosas de especies "x" e "y". $r(m_x)$, $r(m_y)$, $V_x(m_x)$ y $V_y(m_y)$ representan las velocidad terminales y radios correspondiente de partículas con masas m_x , y m_y , respectivamente. $E(m_x, m_y)$ denota la función eficiencia de colección correspondiente a partículas "x" e "y" con esas masas.

Desafortunadamente, estas expresiones integrales impropias carecen de solución analítica a menos que se suponga una función eficiencia de colección constante y una de las especies tenga velocidades terminales despreciables respecto a la otra. Sin embargo, considerando que la dependencia respecto a las concentraciones es lineal, las expresiones integrales del número de interacciones binarias así como las masas involucradas de cada especie interactuante pueden ser escritas como funciones de dos variables, las masas medias de cada espectro.

Por lo tanto estas tasas pueden ser escritas como:

$$\Delta N_{xy} = N_{xt} N_{yt} F_{xy} (M_x, M_y) \quad (3.8)$$

$$\Delta M_x = N_{xt} N_{yt} F_x (M_x, M_y) \quad (3.9)$$

$$\Delta M_y = N_{xt} N_{yt} F_y (M_x, M_y) \quad (3.10)$$

Para todas las posibles interacciones x-y, valores de F_{xy} , F_x y F_y son obtenidos por integración numérica de las ecs. (3.5-7) para un amplio rango de valores de M_{fox} y M_{foy} espaciados logarítmicamente. Las matrices de interacción así obtenidas (típicamente de 40X40) son precalculadas y almacenadas en archivos de los que el modelo dispone para posterior interpolación. De este modo, se dispone de soluciones de calidad comparable a la de la solución explícita de la ecuación estocástica de colección a un costo computacional mínimo. Las siguientes expresiones, análogas a las anteriores, corresponden a estimaciones de las tasas de choques y de masa

$$\Delta N_{xy}^* = N_{xt} N_{yt} F_{xy}^* \quad (3.11)$$

$$\Delta M_x^* = N_{xt} N_{yt} F_x^* \quad (3.12)$$

$$\Delta M_y^* = N_{xt} N_{yt} F_y^* \quad (3.13)$$

donde el asterisco identifica a las magnitudes asociadas a la concentración y relación de mezcla correspondientes al tiempo y punto de grilla en el que se efectúa el cálculo, y por lo tanto F_{xy}^* , F_x^* y F_y^* representan valores interpolados.

Por lo tanto, en las ecs. (3.14-23) expresan las tasas temporales de cambio de las relaciones de mezcla y concentraciones numéricas resultantes para dos casos genéricos que representan todas las colisiones posibles. El primer caso corresponde a colisiones del tipo X-Y que dan como resultado partículas nubosas X, ecs. (3.14-17), y en segundo término colisiones del tipo X-Y que dan como resultado partículas de una tercera especie Z, ecs. (3.18-23).

$$dN_{xt}/dt \Big|_{COLXY} = 0 \quad (3.14)$$

$$dQ_x/dt \Big|_{COLXY} = -\rho^{-1} N_{xt} N_{yt} F_y^* \quad (3.15)$$

$$dN_y/dt \Big|_{COLXY} = -N_{xt} N_{yt} F_{xy} \quad (3.16)$$

$$dQ_y/dt \Big|_{COLXY} = -\rho^{-1} N_{xt} N_{yt} F_y \quad (3.17)$$

$$dN_x/dt \Big|_{COLXY} = -N_{xt} N_{yt} F_{xy} \quad (3.18)$$

$$dQ_x/dt \Big|_{COLXY} = -\rho^{-1} N_{xt} N_{yt} F_x \quad (3.19)$$

$$dN_y/dt \Big|_{COLXY} = -N_{xt} N_{yt} F_{xy} \quad (3.20)$$

$$dQ_y/dt \Big|_{COLXY} = -\rho^{-1} N_{xt} N_{yt} F_y \quad (3.21)$$

$$dN_z/dt \Big|_{COLXY} = N_{xt} N_{yt} F_{xy} \quad (3.22)$$

$$dQ_z/dt \Big|_{COLXY} = -\rho^{-1} N_{xt} N_{yt} (F_x + F_y) \quad (3.23)$$

donde $dN_x/dt \Big|_{COLXY}$, $dQ_x/dt \Big|_{COLXY}$, $dN_y/dt \Big|_{COLXY}$, $dQ_y/dt \Big|_{COLXY}$, $dN_z/dt \Big|_{COLXY}$ y $dQ_z/dt \Big|_{COLXY}$ son las tasas de cambio de la concentraciones numéricas y relaciones me mezcla debidas a colisiones de partículas de tipos X e Y.

En el desarrollo de este esquema se analizó un planteo alternativo para las ecuaciones de pronóstico para las concentraciones numéricas (ecs. (3.14), (3.16), (3.18), (3.20) y (3.22) cuyos lineamientos generales se detallan en la siguiente subsección.

3.2.2 TASAS DEPENDIENTES DE LAS MASAS PREDOMINANTES

La distribución de una dada especie "Z" está fundamentalmente caracterizada por 3 variables: la masa total (asociada a la relación de mezcla), la masa media (M_{fz}) y la masa alrededor de la cual la mayoría de la masa está concentrada denominada por Berry (1974), masa predominante. Dentro del marco del tratamiento de dos grados de libertad resultante de asumir parámetros, estas tres cantidades no pueden ser independientes.

La masa predominante (M_{gz}) es igual al cociente entre los momentos de orden 2 y 1 respecto de la masa, pero puede ser pensada como la masa media de la distribución de masa es decir la masa media pesada por la masa. El cociente entre este parámetro de posición y la masa media es sólo función del

parámetro de ancho y por lo tanto asumido éste como una constante dichos parámetros de posición resultan ligados linealmente según la siguiente expresión

$$M_{gz} = (v_z + 2) / (v_z + 1) M_{tz} \quad (3.24)$$

La formulación de diversos procesos microfísicos, y especialmente de los mecanismos colectivos para espectros de dos grados de libertad, implicará necesariamente la estricta predicción de sólo dos de estas tres características y por lo tanto una evaluación más pobre de la tercera. Las ecuaciones que evalúan de forma directa la variación de las concentraciones numéricas (ecs. (3.14), (3.16), (3.18), (3.20) y (3.22), análogas a las utilizadas en los modelos de dos momentos existentes, privilegian implícitamente la evaluación de las correspondientes masas medias adicionalmente a la masa (relación de mezcla).

Dado que la masa alrededor de la cual la mayoría de la masa está concentrada es físicamente mucho más significativa que la media aritmética de la masa, se han formulado en este trabajo varios procesos microfísicos priorizando la evaluación de la primera frente a la última.

Cómo un ejemplo, pueden citar los mecanismos de autoconversión, interacciones de tipo X-X en los que un número grande de pequeñas partículas nubosas pasa a un espectro caracterizado por mayores masas. En tales casos se generará un fuerte descenso de la masa media y debido a que esta está linealmente ligada a la masa predominante dentro del marco de la parametrización se producirá un descenso artificial de la masa predominante. Esta última se ve levemente afectada en realidad, el ancho del espectro es el que varía. Dado que este ancho es parámetro para el modelo, se prefiere evaluar directamente la tasa de cambio de la masa predominante y considerar las tasa de cambio de la concentración como dependiente.

Este tipo de formulación fue evaluado para un caso de nube convectiva en el que uno de los mecanismos juega un papel claramente dominante, permitiendo así una evaluación focalizada entre los dos modos de cálculo y señalando un mejor desempeño del procedimiento que preserva masas predominantes a la hora de simular reflectividades de radar observadas. El mecanismo es la autoconversión de gotas de nube a gotas de lluvia y el caso observado una banda de lluvia cálida estival sobre las costas del archipiélago Hawaiano (Capítulo M).

Con el objeto de describir el procedimiento general, analizaremos tres casos genéricos. En primer lugar, las colisiones del tipo X-Y que dan como resultado una partícula nubosa Z, y sus efectos sobre la especie destino. En segundo lugar, las colisiones del tipo X-Y que dan como resultado una partícula nubosa X, sus efectos sobre la categoría colectora. Y finalmente los efectos las especies colectadas.

El primero de estos procesos es el caso de colisiones del tipo X-Y que dan como resultado una partícula nubosa Z. La tasa de cambio de la masa predominante del espectro Z, M_{gz} , es expresada en términos de aquella (M_{gz}) correspondiente a las nuevas partículas Z generadas durante un paso de tiempo.

$$M_{gz} = \int_0^{\infty} N_z(m) m^2 dm / \int_0^{\infty} N_z(m) m dm \quad (3.25)$$

donde, $N_z(m)$ es el espectro de esas nuevas partículas Z, dado por la ec. (3.23).

$$N_z(m) = \{ N_{xt} N_{yt} \int_0^m n_x(m_x, M_{fx}) K[m_x, m-m_x] n_y(m-m_x, M_{fy}) dm_x dm_y \} \Delta t \quad (3.26)$$

La masa predominante que corresponde al espectro Z resultante luego de un paso de tiempo ($M_{gz}(t+\Delta t)$) es

$$M_{gz}(t+\Delta t) = \left\{ \int_0^{\infty} [N_z(m,t) + N_z(m)] m^2 dm \right\} / \left\{ \int_0^{\infty} [N_z(m,t) + N_z(m)] m dm \right\} = (1 + v_z)^{-1} M_{fz} \quad (3.27)$$

El denominador de la ec. (3.27) es el contenido de masa por unidad de volumen, por lo tanto, $M_{gz}(t+\Delta t)$ puede ser escrita según las siguientes ecuaciones

$$M_{gz}(t+\Delta t) = [Q_z(t) M_{gz}(t) + \Delta Q_z M_{gz}] [Q_z(t) + \Delta Q_z]^{-1} \quad (3.28)$$

donde $\Delta Q_z = dQ_z/dt \Delta t$

y

$$M_{gz}(t+\Delta t) = \alpha \{ \rho [Q_z(t) + \Delta Q_z] / [N_z(t) + dN_z/dt \Delta t]^{-1} \} \quad (3.29)$$

donde $\alpha = (v_z+2)/(v_z+1)$ y dN_z/dt es la tasa numérica dependiente buscada.

La primera de estas ecuaciones permite evaluar la nueva masa predominante del espectro Z como promedio pesado por las masas (o relaciones de mezcla) de las masas predominantes del espectro en el paso anterior y la de las nuevas partículas agregadas a este espectro. Mientras que la ec. (3.29) no representa más que la relación lineal entre la nueva masa predominante y la masa media (expresión entre llaves) que debe tener el nuevo espectro, por lo tanto la tasa dN_z/dt puede ser obtenida mediante la igualación de estas dos últimas ecuaciones.

Los valores de las masas predominantes de las partículas Z generadas (M_{gz}) son evaluados como función de las masas medias de los espectros X e Y (M_{fx} y M_{fy}). Las correspondientes matrices de interacción son construidas precalculando de la composición de las ecs. (3.25) y (3.26) y almacenando los resultados en archivos de los que el modelo dispone para posterior interpolación de M_{gz} .

En segundo lugar podemos considerar aquellas colisiones del tipo X-Y que dan como resultado una partícula nubosa de alguna de las dos especies (digamos X), son descritas por las ecs. (14-17), éstas son comúnmente denominadas acreciones. El número de partículas nubosas X entonces no se ve alterado, ec. (3.14), sin embargo se ha considerado una ecuación de pronóstico no nula para la concentración numérica y, dependiente, de las tasas de cambio del momento de orden dos del espectro X de modo tal que la correspondiente masa predominante sea preservada.

En este caso se plantea inicialmente la tasa de cambio de la función densidad para una masa determinada puede ser expresada de un modo análogo a la ec. (3.3) como diferencia de las correspondientes integrales de ganancia y pérdida ($INT_g(m)$ e $INT_p(m)$, respectivamente).

$$dN_x/dt(m) = INT_g(m) - INT_p(m) \quad (3.30)$$

con

$$INT_g(m) = N_{xt} N_{yt} \int_0^m n_x(m-m_y, M_{fx}) K[m-m_y, m_y] n_y(m_y, M_{fy}) dm_y \quad (3.32)$$

e

$$INT_p(m) = N_{xt} N_{yt} \int_0^\infty n_x(m, M_{fx}) K[m, m_y] n_y(m_y, M_{fy}) dm_y \quad (3.33)$$

A diferencia del caso anterior en el que se generaban matrices de interacción asociadas a la masa predominante de las partículas generadas, para estos casos, al igual que para variados procesos que involucran cambios de estado, se optó por generar matrices de interacción asociadas a la tasa de cambio del momento de orden 2 del espectro X, la que puede ser expresada como función de las masas medias de ambos espectros

$$d[MOM_x^2]/dt = \int_0^\infty [INT_g(m) - INT_p(m)] m^2 dm = N_{xt} N_{yt} G(M_{fx}, M_{fy}) \quad (3.34)$$

donde MOM_x^p denota el momento de orden p del espectro X

La nueva masa predominante del espectro colector podrá ser evaluada como el cociente de los nuevos momentos de orden dos y 1 como

$$M_x(t+\Delta t) = MOM_x^2(t+\Delta t) / MOM_x^1(t+\Delta t) \quad (3.35)$$

El momento de orden dos puede ser evaluarse como función de la relación de mezcla, la concentración numérica y del valor interpolado sobre la matriz de interacción el que es indicado con un asterisco según la ec. (3.36)

$$MOM_x^2(t+\Delta t) = MOM_x^2(t) + d[MOM_x^2]/dt \Delta t = [\alpha_p Q_x(t) / N_{xt}(t)] + N_{xt} N_{yt} G^*(M_{fx}, M_{fy}) \Delta t \quad (3.36)$$

Por otro lado, el momento de orden uno puede evaluarse como función de la relación de mezcla del paso anterior y de la tasa correspondiente a la relación de mezcla utilizando la siguiente ecuación

$$MOM^1_x(t+\Delta t) = MOM^1_x(t) + d[MOM^1_x]/dt \Delta t = \rho [Q_x(t) + dQ_x/dt \Big|_{COLXY} \Delta t] \quad (3.37)$$

De este modo, conociendo el nuevo valor de la masa predominante, la tasa de cambio para la concentración numérica de la especie colectora, $dN_x/dt \Big|_{COLXY}$, puede ser despejada fácilmente de la ec. (3.38) en la que es considerada como dependiente de la nueva masa predominante.

$$\alpha \rho [Q_x(t) + dQ_x/dt \Big|_{COLXY} \Delta t] [N_x(t) + dN_x/dt \Big|_{COLXY} \Delta t]^{-1} = M_x(t+\Delta t) \quad (3.38)$$

En último lugar se considero el planteo de tasas de cambio para las concentraciones numéricas de las especies colectadas dependientes de la correspondiente tasa de cambio del momento de orden 2 respecto de la masa. Esta última tasa puede ($d[MOM^2_y]/dt$) ser evaluada con la siguiente ecuación.

$$d[MOM^2_y]/dt = \int_0^\infty \left\{ N_{xt} N_{yt} \int_0^\infty n_x(m_x, M_{fx}) K[m_x, m_y] n_y(m, M_{fy}) dm_x \right\} m_y^2 dm_y \quad (3.39)$$

donde la expresión integral entre llaves es la correspondiente integral de pérdida para las partículas "Y" colectadas, es decir la tasa de "desaparición" de partículas Y de masa m_y .

Del mismo modo que se procedió con la ec. (3.34), se generan matrices de interacción evaluando numéricamente la ec. (3.39) como función de las masas medias de los espectros que interactúan. Estas matrices son utilizadas dentro del modelo para evaluar la tasa de concentración numérica como dependiente de la masa predominante del espectro colectado luego de un paso de tiempo ($M_y(t+\Delta t)$), la que es calculada con siguiente ecuación

$$M_y(t+\Delta t) = [MOM^2_y(t) + d[MOM^2_y]/dt \Delta t] [\rho Q_y(t) + \rho dQ_y/dt \Big|_{COLXY} \Delta t]^{-1} \quad (3.40)$$

Si bien en esta sección intenta resumir las características generales de la formulación de todas las interacciones posibles, cada una de ellas presenta características y peculiaridades propias que serán descriptas para cada caso particular en los siguientes capítulos.

APÉNDICE DEL CAPÍTULO 3 MÉTODOS NUMÉRICOS EMPLEADOS

Con el objeto de evaluar numéricamente las múltiples expresiones integrales que deben ser precalculadas y tabuladas para su posterior interpolación es necesario particionar el rango de la variable de integración. La discretización más frecuentemente utilizada es de tipo logarítmico y puede ser expresada como:

$$m_j = m_0 a^b (j-1) \quad (A3.1)$$

donde m_j es la masa de la categoría j -ésima, m_0 la masa de la más pequeña de las partículas consideradas y a, b son constantes.

Los valores de a y b se eligen de modo tal que $\ln 2/[b \ln a]$ sea un número entero para que la masa se duplique cada cierto número de categorías. Esto permite que los extremos superiores de integración de las integrales de ganancia, $m_j / 2$, pertenezcan a la partición simplificando considerablemente los cálculos (ver ec 3.3). Con los valores de a y b seleccionados ($a=2$ y $b=0.5$) la discretización resulta

$$m_j = m_0 \exp[3 (j-1) / j_0] \quad (A3.2)$$

donde $j_0 = 6 / \ln 2$

Por lo tanto, cualquier expresión integral, $\Psi(m)$ puede, mediante un cambio de variable de integración, ser puesta en función del índice, resultando:

$$\int_a^b \Psi(m) dm = \int_{\ln a}^{\ln b} \Psi(m) m d(\ln m) = \int_{k_a}^{k_b} \{\Psi(m_j) 3m_j / j_0\} dj = \int_{k_a}^{k_b} F(j) dj \quad (A3.3)$$

donde F simboliza al integrando expresado como función del índice de la partición logarítmica, k_a y k_b denotan los índices correspondientes a los límites de integración inferior y superior, respectivamente.

Las integrales son aproximadas intervalo a intervalo de la discretización ajustando un polinomio de tercer orden que interpola al integrando en cuatro puntos, por tanto se puede escribir

$$I = \int_{k_a}^{k_b} F(j) dj = \sum_{k=k_a}^{k_b-1} I_k = \sum_{k=k_a}^{k_b-1} \int_k^{k+1} F(j) dj \approx \sum_{k=k_a}^{k_b-1} \int_k^{k+1} Q_k dj \quad (A3.4)$$

donde Q_k al polinomio utilizado para aproximar F en el intervalo $[k, k+1]$.

Si suponemos que como primera aproximación el polinomio Q_k utilizado para aproximar F en el intervalo $[k, k+1]$ es el polinomio P_k que interpola al integrando en los puntos: $(k-1, F_{k-1})$, (k, F_k) , $(k+1, F_{k+1})$ y $(k+2, F_{k+2})$. Es decir que se elijan los puntos de interpolación de modo tal que el intervalo a integrar esté centrado (salvo en los casos en que esto no es posible: primer y último intervalo).

Suponiendo que A_k, B_k, C_k y D_k los coeficientes del polinomio P_k es decir

$$P_k(i) = A_k i^3 + B_k i^2 + C_k i + D_k \quad (A3.5)$$

La siguiente expresión ilustra como las integrales correspondientes a cada intervalo son calculadas en el caso mas general ($Q_k = P_k$)

$$\int_k^{k+1} Q_k di = \left[A_k/4 i^4 + B_k/3 i^3 + C_k/2 i^2 + D_k i \right]_k^{k+1} \quad (A3.6)$$

Los coeficientes A_k, B_k, C_k y D_k son escritos de modo tal que puedan ser evaluados dentro de la subrutina de integración como combinaciones lineales del integrando evaluado en cada uno de los cuatro puntos de interpolación

$$\begin{aligned} A_k &= \alpha_k(1) F(k-1) + \alpha_k(2) F(k) + \alpha_k(3) F(k+1) + \alpha_k(4) F(k+2) \\ B_k &= \beta_k(1) F(k-1) + \beta_k(2) F(k) + \beta_k(3) F(k+1) + \beta_k(4) F(k+2) \\ C_k &= \chi_k(1) F(k-1) + \chi_k(2) F(k) + \chi_k(3) F(k+1) + \chi_k(4) F(k+2) \\ D_k &= \delta_k(1) F(k-1) + \delta_k(2) F(k) + \delta_k(3) F(k+1) + \delta_k(4) F(k+2) \end{aligned} \quad (A3.7)$$

En donde los factores α_k , β_k , χ_k y δ_k son calculados una sola vez para todos los intervalos de la discretización durante la etapa de inicialización del esquema por razones de economía computacional. Sus expresiones son:

$$\begin{aligned}
 \alpha_k(1) &= -1/6 \\
 \alpha_k(2) &= 1/2 \\
 \alpha_k(3) &= -1/2 \\
 \alpha_k(4) &= 1/6 \\
 \beta_k(1) &= -\alpha_k(1)(3k+3) \\
 \beta_k(2) &= -\alpha_k(2)(3k+2) \\
 \beta_k(3) &= -\alpha_k(3)(3k+1) \\
 \beta_k(4) &= -\alpha_k(4)(3k) \\
 \chi_k(1) &= \alpha_k(1)[k(k+1) + k(k+2) + (k+1)(k+2)] \\
 \chi_k(2) &= \alpha_k(2)[(k-1)(k+1) + (k-1)(k+2) + (k+1)(k+2)] \\
 \chi_k(3) &= \alpha_k(3)[(k-1)k + (k-1)(k+2) + k(k+2)] \\
 \chi_k(4) &= \alpha_k(4)[(k-1)k + (k-1)(k+1) + k(k+1)] \\
 \delta_k(1) &= -\alpha_k(1)(k+2)k(k+1) \\
 \delta_k(2) &= -\alpha_k(2)(k-1)(k+1)(k+2) \\
 \delta_k(3) &= -\alpha_k(3)k(k-1)(k+2) \\
 \delta_k(4) &= -\alpha_k(4)(k-1)(k+1)k
 \end{aligned} \tag{A3.8}$$

Sin embargo para maximizar la precisión del cálculo y garantizar la estabilidad de éste, la selección de polinomios para construir cada integral depende del número de intervalos y de la presencia de ceros de la función a integrar. Los criterios que las rutinas de integración automáticamente utilizan para seleccionar intervalo a intervalo los polinomios que aseguran que la función sea definida positiva se detallan a continuación:

a) Para la evaluación de las integrales de ganancia y calculo de diferentes momentos de F, los polinomios Q_k son

$$\begin{aligned}
 Q_k &= P_k \text{ para } 1 < k < k_b-1 \\
 Q_1 &= P_2 \\
 Q_{k_b-1} &= P_{k_b-2}
 \end{aligned} \tag{A3.9}$$

Siendo P_k el polinomio que interpola al integrando en los puntos: $(k-1, F_{k-1})$, (k, F_k) , $(k+1, F_{k+1})$, $(k+2, F_{k+2})$. Es decir se eligen los puntos de interpolación de modo tal que el intervalo a integrar esté centrado, salvo en los casos en que esto no es posible (primer y último intervalo).

b) En el caso de integrales de pérdida, el integrando se anula cuando interactúan partículas de igual masa ya que en este caso la diferencia de velocidades terminales es nula y un método especial debe ser empleado para integrar los intervalos lindantes con dicho cero. En estos casos los Q_k se escogen de la siguiente manera

$$Q_k = \begin{cases} P_{k+1} & \text{cuando el extremo inferior es nulo } (F(k) = 0) \\ P_{k-1} & \text{cuando el extremo superior es nulo } (F(k+1) = 0) \\ P_2 & \text{si } k=1 \\ P_{k_b-2} & \text{si } k=k_b-1 \\ P_k & \text{en todo otro caso.} \end{cases} \quad (A3.10)$$

Otro de los factores críticos en la simulación numérica de la ecuación estocástica de colección tiene que ver con la evaluación de la concentración numérica en puntos fuera de la discretización. Esto es necesario para el cálculo de integral de ganancia de la ec(3.3), en la que debe evaluarse $N(m-m')$. Para tal fin, se utilizó una fórmula barcéntrica de 6 puntos sobre los logaritmos naturales.

La siguiente expresión ejemplifica como el algoritmo fue empleado para evaluar la densidad numérica en una masa m_x que, según la relación (3.2) corresponde a un índice no entero j_c :

$$\ln N(m_x) = [w_1 F_1 + w_2 F_2 + w_3 F_3 + w_4 F_4 + w_5 F_5 + w_6 F_6] / [w_1 + w_2 + w_3 + w_4 + w_5 + w_6] \quad (A3.11)$$

En donde las "distancias" w_i y los "pesos" F_i son

$$\begin{aligned} w_1 &= 1 / [j_c - (p-2)] \\ w_2 &= -5 / [j_c - (p-1)] \\ w_3 &= 10 / [j_c - p] \\ w_4 &= -10 / [j_c - (p+1)] \\ w_5 &= 5 / [j_c - (p+2)] \\ w_6 &= -1 / [j_c - (p+3)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_1 &= \ln N(p-2) \\ F_2 &= \ln N(p-1) \\ F_3 &= \ln N(p) \\ F_4 &= \ln N(p+1) \\ F_5 &= \ln N(p+2) \\ F_6 &= \ln N(p+3) \end{aligned}$$

p es tal que j_c pertenece al intervalo $[p, p+1]$, es decir, $m(p) < m_c < m(p+1)$

Finalmente, para evaluar las eficiencias de colisión correspondientes a cada par de tamaños, una interpolación bidimensional de los datos experimentales es necesaria. En la mayoría de los casos se utilizaron formulas baricéntricas de cuatro puntos respecto a cada tamaño.

Capítulo 4

Colisiones líquido-líquido

4.0 INTRODUCCIÓN

El espectro de tamaños de las gotas está inicialmente determinado por el espectro de tamaños de los núcleos de condensación y evoluciona, en una fase inicial, exclusivamente por difusión de vapor creciendo cada vez más lentamente y reduciendo el parámetro de dispersión hasta llegar a tamaños de 8 a 10 μm en radio. A partir de allí, la distribución se ve modificada por las colisiones entre partículas, ensanchándose y desplazándose hacia mayores tamaños. Si bien la evolución del espectro de gotas de lluvia está inicialmente gobernada por el mecanismo de colisión-coalescencia, la colisión seguida de una ruptura predomina en las etapas finales y es la responsable de frenar el monótono desplazamiento del espectro hacia mayores tamaños.

4.1 AUTOCONVERSIÓN DE GOTAS DE NUBE

La colisión y coalescencia de gotas de nube va generando partículas de tamaño creciente para finalmente formar gotas con velocidades terminales mayores que 10 cm/s. Cuando el espectro correspondiente a la fase líquida es dividido en dos especies: las gotas con radios menores y mayores que 40 μm , el término "autoconversión" se refiere a una discretización particular de la antes mencionada transición. A medida que las gotas de nube coalescen, una pequeña fracción de la masa es transferida al espectro de gotas precipitantes. De ese modo, se modifican las relaciones de mezcla de las gotas de nube, así como la concentración y la relación de mezcla de las gotas de lluvia. Naturalmente, a este proceso también está asociada una reducción de la concentración en la concentración gotas de nube, sin embargo, ésta es tratada en forma conjunta con el mecanismo de autocolección de gotas de nube, descrito en la siguiente sección.

El proceso de autoconversión será descrito con mayor detalle que los otros procesos colectivos individuales. Por un lado debido a que es el único proceso de este tipo que, dada la complejidad de las funciones eficiencia de colisión dentro del rango de gotas de nube necesita ser parametrizado en todo modelo no explícito. Por otro lado, este mecanismo de gran importancia en las fases iniciales de desarrollo de la nube fue profusamente analizado en las fases iniciales del estudio que condujo a esta Tesis.

4.1.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES DEL PROCESO

El sistema de ecuaciones que permite describir analíticamente el cambio temporal del espectro de gotas por colisión y coalescencia es la comúnmente denominada *ecuación estocástica de colección* (EEC, ver Capítulo 3 sección 1).

$$\frac{dN(m_i)}{dt} = \int_0^{m_i/2} N(m_i - x) K[m_i - x, m_i] N(x) dx - \int_0^{\infty} N(m_i) K[x, m_i] N(x) dx \quad (4.1)$$

donde $1 \leq i \leq M$, siendo M el número de categorías de tamaños que cubre todo el espectro de la fase líquida, típicamente entre 50 y 70.

La primera integral de la i -ésima ecuación de este sistema representa la tasa de cambio de la concentración de gotas de masa m_i debida a todas las colisiones que dan como resultado una gota de ese tamaño. Mientras que la segunda integral considera la desaparición de gotas de masa m_i por colisión de éstas con gotas de cualquier tamaño.

Diversos autores (Warshaw, 1967; Scott, 1967, 1968 y 1972); Long, 1971, 1972 y Gillispie, 1972) han estudiado métodos así como soluciones de este sistema de ecuaciones integro-diferenciales. Sin embargo Berry y Reinhardt (1974a y b), fueron quienes, sin duda alguna, realizaron los estudios más relevantes en lo que respecta a las etapas iniciales del proceso de colisión-coalescencia. Estos autores realizaron simulaciones numéricas de la evolución por colisión y coalescencia a partir de variados espectros iniciales de gotas de nube del tipo de la ec. (2.5), caracterizados por diferentes radios de masa media y varianzas relativas de la masa. Las características más importantes observadas en sus estudios son:

- a) Los espectros tienden gradualmente a asumir un aspecto bimodal.
- b) El tiempo necesario para que se desarrolle la segunda moda es inversamente proporcional a la relación de mezcla asociada al espectro (para iguales parámetros de la distribución inicial).
- c) Durante un período inicial la evolución del espectro es altamente dependiente de los parámetros de la distribución inicial.
- d) La duración del mencionado período decrece monótonamente tanto cuando el radio de masa media o la varianza relativa de la masa de la distribución inicial crecen.

- e) Luego de ese período, comienza un comportamiento asintótico en el que el ritmo de desplazamiento del espectro hacia mayores tamaños se hace independiente de la distribución inicial. Este comportamiento, denominado crecimiento regular comienza cuando la masa predominante del espectro alcanza la masa de una gota de $40\mu\text{m}$.
- f) El espectro en la zona de crecimiento regular tiende a asumir una forma común no reteniendo memoria en lo relativo a las condiciones iniciales de la simulación
- g) Cuando aparece esta segunda moda los radios de masa media y predominante corresponden en todos los casos a 40 y $50\mu\text{m}$, respectivamente.

Las siguientes figuras son incluidas con el objeto de ilustrar las características arriba enumeradas. La figura 4.1 (adaptada de Berry y Reinhardt, 1974b), muestra la evolución simulada de la distribución de masa a partir de diferentes distribuciones iniciales utilizando las eficiencias de colisión para medios no turbulentos de Hocking y Jonas (1970) y Shafrir y Neiburger (1963). En esta figura, se observa como gradualmente los espectros toman un aspecto bimodal, como la posición de los máximos es acompañada por la evolución del radio de masa predominante (r_g), y como el radio de masa media (r_f) se mantiene muy por detrás.

Las figuras 4.2 y 4.3 corresponden a simulaciones realizadas con nuestro esquema explícito descrito en el Apéndice del Capítulo 3, y con las eficiencias de colisión de Almeida (1979) para tres casos: medio no turbulento, medios turbulentos para dos tasas de disipación turbulenta de energía. La primera de ellas muestra la función densidad para 6 cálculos independientes a partir de diferentes espectros iniciales luego de 10 minutos de evolución en un medio no turbulento. En esta figura, puede claramente verse como comienza gradualmente a insinuarse una forma común. Esta característica es mucho más evidente en la figura 4.3 en la que se muestran espectros que evolucionaron en un medio turbulento a partir de diferentes distribuciones iniciales a diferentes tiempos después de que cada uno alcanzó la zona de crecimiento regular. Se encontró que las soluciones de la EEC utilizando las eficiencias de colisión de Almeida (1979) presentan para medios turbulentos las mismas regularidades observadas por Berry y Reinhardt (1974b), sin embargo la zona de crecimiento regular se alcanza significativamente más rápido (Carrió y Levi, 1995).

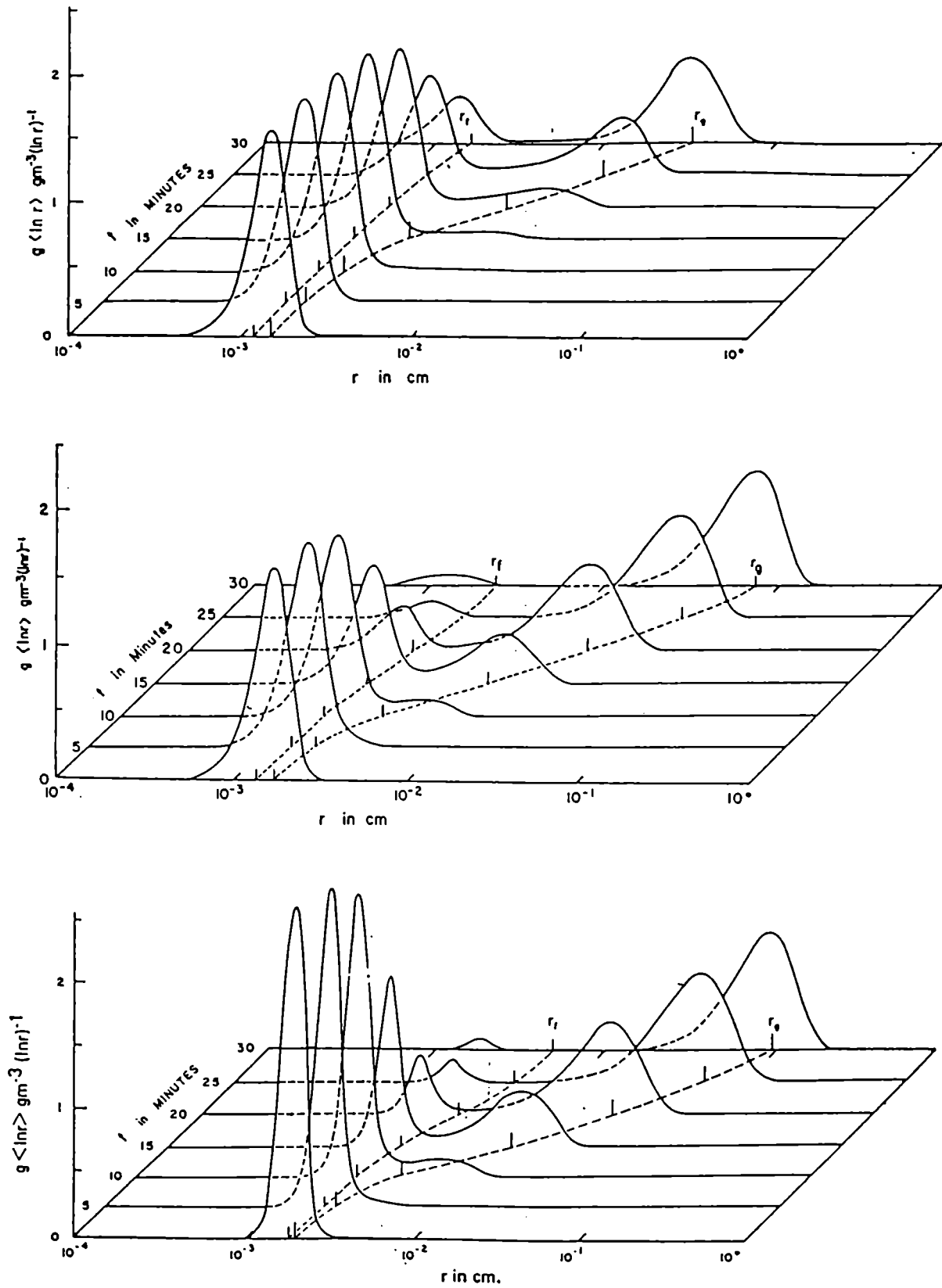


Figura 4.1: Evolución temporal de la distribución de masa para diferentes espectros iniciales. Arriba, con valores iniciales de $r_f = 12 \mu\text{m}$ y $v = 0$. Centro, $r_f = 14 \mu\text{m}$ y $v = 0$. Abajo, $r_f = 18 \mu\text{m}$ y $v = 3$. Reproducida de Berry y Reinhardt (1974b).

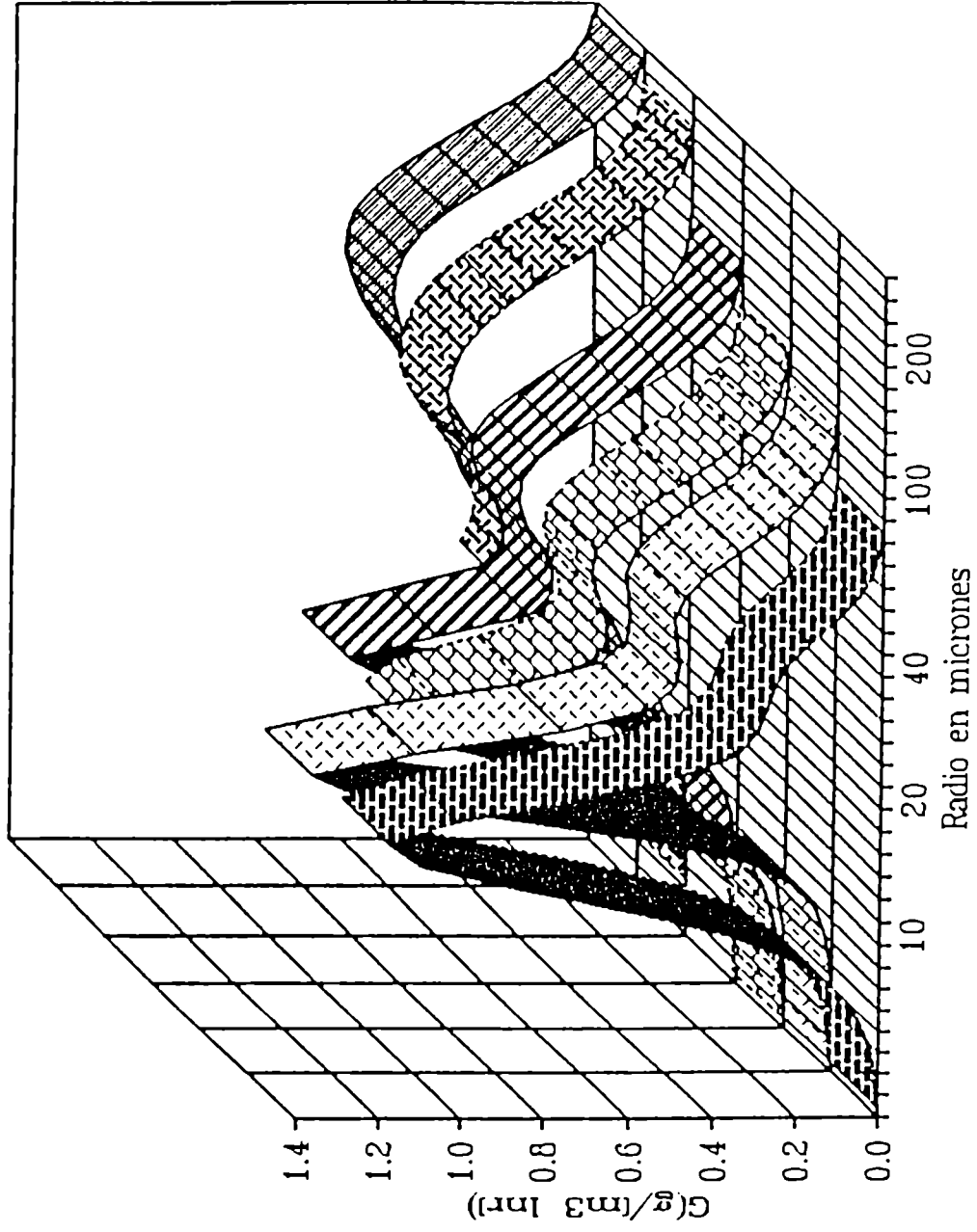


Figura 4.2: Funciones densidad de masa luego de 10min de evolución a partir de espectros iniciales con $v=0$ y $rf=10$, 11, 12, 14, 16, 18 μm . Evaluadas con nuestro esquema explícito.

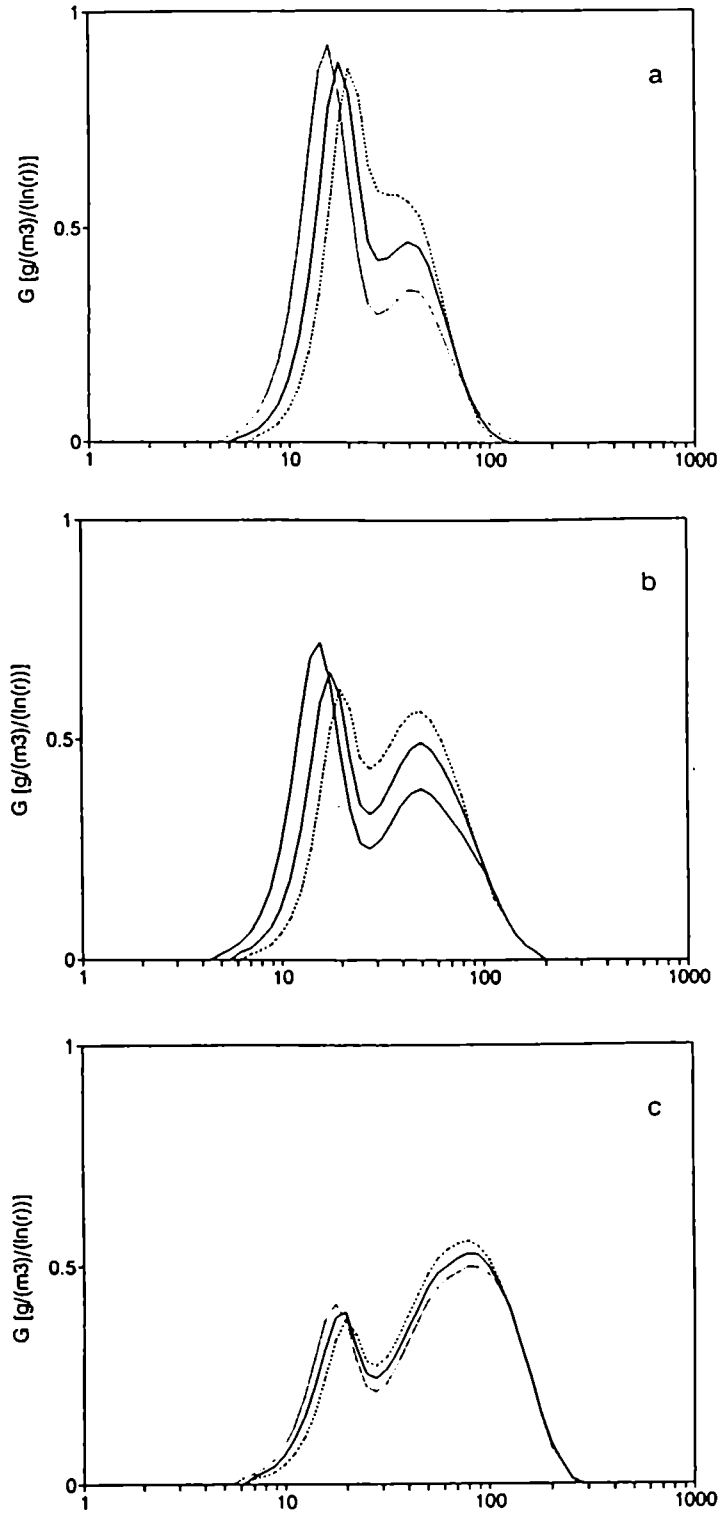


Figura 4.3: Funciones densidad de masa a partir de espectros iniciales con $v=0$ y $r_f=12, 14, 16, \mu m$ evaluadas: a) en el momento en que cada una alcanza la zona de crecimiento regular; b) dos minutos después y c) cuatro minutos después. El eje de las abscisas representa radios expresados en micrones. Evaluadas con nuestro esquema explícito.

A partir de estas regularidades observadas por Berry y Reinhardt (1974b), estos autores desarrollaron una parametrización para evaluar una tasa media de autoconversión. Su fórmula está basada en el cociente entre la masa asociada a la segunda moda en el momento en que se alcanza la zona de crecimiento regular (L_2) y el tiempo necesario para alcanzarla (τ_2). En términos de ajustes de estas dos magnitudes como funciones de los parámetros de la distribución del espectro de gotas de nube este cociente resulta:

$$dQ_c / dt \big|_{AUTcr} = - dQ_r / dt_{AUTcr} = -\rho L_2 / \tau_2 \quad (4.2)$$

donde $L_2 = .027 (r_{fc}^4 10^{12} (v_c + 1)^{-1/2} - .4) \rho Q_c$,
y $\tau_2 = 3.7 \times 10^{-7} / [\rho Q_c (r_{fc} (v_c + 1)^{-1/6} - 0.00075)]$

donde r_{fc} y v_c son el ancho del espectro de gotas de nube. Q_c , Q_r y ρ denotan las relaciones de mezcla de gotas de nube, gotas de lluvia y la densidad del aire.

Como fuera antes mencionado, las mismas regularidades en las que se basa la parametrización de Berry y Reinhardt (1974b) fueron observadas por Carrió y Levi (1995) para medios turbulentos caracterizados por dos tasas turbulentas de disipación de energía (ε_T), permitiendo la formulación de parametrizaciones análogas para ambos casos. La relación de mezcla (Q_{40}) asociada al segundo pico en el momento que comienza el comportamiento asintótico y el tiempo necesario para alcanzarlo (τ_{40}) fueron estudiados para un gran número de distribuciones iniciales. Las expresiones ajustadas para estas dos magnitudes son:

$$Q_{40} = [c_1 + c_2 10^4 r_{fc} \text{varm}^{1/6}]^{-1} [\rho Q_c]^{-1} \quad (4.3)$$

$$\tau_{40} = [c_3 + c_4 10^{12} r_{fc}^3 \text{varm}^{1/2}]^{-1} [\rho Q_c] \quad (4.4)$$

donde

ε_T	c_1	c_2	c_3	c_4
$1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$	$1.93 \cdot 10^2$	$-1.00 \cdot 10^3$	$9.52 \cdot 10^{-7}$	0.17
$10 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$	$2.45 \cdot 10^2$	$-1.53 \cdot 10^3$	$5.34 \cdot 10^{-7}$	0.22

Resultando, para medios turbulentos la parametrización

$$dQ_c / dt \big|_{AUTcr} = - Q_{40} / \tau_{40} \quad (4.5)$$

La fórmula de Berry y Reinhardt tiende a reproducir las soluciones de la EEC mejor para gotas de nube con radios por encima de aproximadamente 12 μm , mientras que otras parametrizaciones, como la de Beheng (1994) muestran un mejor desempeño para los menores tamaños. Por otro lado, debido al tratamiento de la turbulencia utilizado por Almeida (1979) para evaluar las eficiencias de colisión en medios turbulentos, la fórmula (4.5) probablemente sobrestima las tasa de autoconversión para gotas de nube en el extremo inferior del rango de tamaños de gotas de nube.

En resumen, todas las fórmulas para evaluar la transferencia de masa entre los espectros de gotas de nube y de lluvia muestran, en cierto modo, un desempeño selectivo dentro del rango de tamaños de gotas de nube. Sin embargo, dada la complejidad de este mecanismo descriptible únicamente por esquemas que explícitamente resuelven la ecuación estocástica de colección, este proceso debe ser parametrizado en todos los modelos no-explícitos.

4.1.2 TRATAMIENTO PROPUESTO PARA LA AUTOCONVERSIÓN

En este esquema, la fórmula seleccionada para evaluar el intercambio de masa entre las dos especies líquidas es la clásica parametrización de Berry y Reinhardt (ec 4.2). Cualquiera de las otras puede ser utilizada si la naturaleza de la simulación proyectada sugiere para ésta un mejor comportamiento.

El nuevo procedimiento desarrollado para evaluar el cambio de la concentración numérica de gotas de lluvia (descrito en esta subsección) es completamente independiente de la fórmula utilizada para evaluar la transferencia de masa. En modelos que tienen como variable de pronóstico a la concentración de gotas de lluvia (N_r) adicionalmente a la correspondiente relación de mezcla, la tasa de cambio de N_r debida a la autoconversión está ligada de un modo muy simple a la correspondiente transferencia de masa. En estos modelos, se asume que la distribución transferida al espectro de gotas de lluvia es monodispersa y estas nuevas gotas tienen la masa que corresponde a la frontera entre ambos espectros, por lo tanto dicha tasa resulta:

$$dN_r / dt \big|_{\text{AUTcr}} = \rho \, dQ_r / dt \big|_{\text{AUT}} \{m_{40}\}^{-1} \quad (4.6)$$

donde m_{40} representa la masa de una gota de 40 μm de radio.

El tratamiento propuesto, a diferencia de este último planteo, considera las características del espectro de gotas agregadas a la distribución de gotas de lluvia. De acuerdo con resultados de los experimentos numéricos de Berry y Reinhardt (1974b), las masas predominante y media de estas nuevas gotas de lluvia corresponden a las masas de gotas con radios 40 y 50 μm , respectivamente, y correspondiendo a la relación entre estas masas (α_{AUT}) un valor de aproximadamente 2. El esquema está basado en la conservación del primer y segundo momento de la distribución de masas.

Este proceso modifica la masa predominante (M_{gr}), la masa media (M_{fr}) y también el parámetro de ancho (v_r). Como fuera mencionado en el capítulo 3, los momentos primero y segundo y la concentración numérica (MOM^0) no pueden ser simultáneamente conservados a menos que el parámetro de ancho sea una variable de pronóstico. Bajo la suposición de un v_r constante, las masas media y predominante son linealmente dependientes, de este modo, la masa predominante (y la reflectividad de radar, relacionada con MOM^2) es artificialmente disminuida por la inclusión de estas pequeñas gotitas cuando se preserva estrictamente N_r . Por lo tanto, dentro de este esquema se prefiere una estricta conservación de MOM^2 en lugar de MOM^0 para derivar el cambio de N_r por autoconversión.

El nuevo valor de la masa predominante del espectro de gotas de lluvia luego de un intervalo de tiempo Δt , $M_{\text{gr}}(t+\Delta t)$, puede ser expresado de un modo análogo al utilizado en la ec. (3.27) como el promedio (pesado por las relaciones de mezcla) de las masas predominantes del espectro de gotas de lluvia en el paso anterior y la de las nuevas partículas agregadas a este espectro por autoconversión.

$$M_{\text{gr}}(t+\Delta t) = [Q_r(t) M_{\text{gr}}(t) + dQ_r/dt|_{\text{AUTcr}} \Delta t (\alpha_{\text{AUT}} m_{40})] [Q_r(t) + dQ_r/dt|_{\text{AUTcr}} \Delta t]^{-1} \quad (4.7)$$

Por otro lado, y en este caso análogamente a la (3.29), $M_{\text{gr}}(t+\Delta t)$ puede ser expresado como

$$M_{\text{gr}}(t+\Delta t) = \alpha_r \{ \rho [Q_r(t) + dQ_r/dt|_{\text{AUTcr}} \Delta t] / [N_r(t) + dN_r/dt|_{\text{AUTcr}} \Delta t] \} \quad (4.8)$$

donde $\alpha_r = (v_r+2)/(v_r+1)$ y $dN_r/dt|_{\text{AUT}}$ es la tasa numérica dependiente buscada.

La tasa $dN_r/dt|_{\text{AUTcr}}$ utilizada es finalmente obtenida mediante la igualación de las ecuaciones (4.7) y (4.8).

4.2 AUTOCOLECCIÓN DE GOTAS DE NUBE

La autocolcción de gotas de nube es un mecanismo que estrictamente involucra las colisiones entre gotas de este espectro que dan como resultado una gota de radio menor que 40 μm . Este mecanismo genera una reducci3n de la concentraci3n de gotas de nube (N_c) sin modificar la relaci3n de mezcla de esta especie y por lo tanto tiende a incrementar la masa media del espectro. La tasa de reducci3n debida al efecto de este mecanismo es evaluada identificando dicha tasa con la cantidad de colisiones que ocurren por unidad de volumen y tiempo (n) la que puede ser expresada como

$$n = \frac{1}{2} N_c^2 \int_0^\infty \int_0^\infty n_c(m_1, M_{fc}) K[m_1, m_2] n_c(m_2, M_{fc}) dm_1 dm_2 \quad (4.9)$$

con $K[m_1, m_2] = \pi E(m_1, m_2) [r(m_1) + r(m_2)]^2 [V_c(m_1) - V_c(m_2)]$

donde $K[m_1, m_2]$ es el kernel de colisi3n correspondiente a gotas de masas m_1 y m_2 . $r(m)$ y $V_c(m)$ representan el radio y la velocidad terminal de gotas de nube con una masa m . $E(m_1, m_2)$ denota la funci3n eficiencia de colecci3n.

La integral doble en el segundo miembro de la ecuaci3n (4.9) considera como diferentes a las colisiones del tipo $m_1 - m_2$ y $m_2 - m_1$, por lo tanto es necesario introducir el factor $\frac{1}{2}$ para evitar contar doble cada interacci3n binaria. Se compararon soluciones de esta ecuaci3n utilizando las eficiencias de colisi3n tabuladas por Hall (1980) y una aproximaci3n polin3mica del kernel de colisi3n de gotas colectoras con radio menor de 50 μm ajustada por Long (1974). De estos experimentos se concluy3 que no haba diferencias significativas entre las soluciones (4.9) utilizando uno u otro kernel de colisi3n. Por lo tanto, se opt3 por utilizar las aproximaciones polin3micas de Long (1974) ya que para este caso es posible encontrar una soluci3n analitica particularmente simple para la ec. (4.9), tambi3n utilizada por Ziegler(1985).

$$dN_c / dt \big|_{AUC\infty} = n = -k N_c^2 [M_{fc} / \rho]^2 (v_c + 1) / (v_c + 2) \quad (4.10)$$

con $k = 9.44 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

4.3 ACRECIÓN DE GOTAS DE NUBE POR GOTAS DE LLUVIA

La colección de gotas de nube por gotas de lluvia pertenece a la familia de las acreciones entre las que podemos enumerar las interacciones: graupel-hielo, graupel-nieve y para temperaturas mayores que 0°C, lluvia-hielo y lluvia-nieve. A esta lista pueden agregarse las colecciones de nube y lluvia por graupel cuando el régimen de crecimiento es seco. El tratamiento de las colisiones lluvia-nube será descripto con especial detalle ya que por un lado representa el tratamiento de todas las acreciones y por el otro ejemplifica como es aplicada la formulación matemática expuesta en el capítulo 3.

Este proceso modifica la concentración numérica de gotas de nube y la relación de mezcla de ambos espectros. Las correspondientes tasas de conversión están ligadas al número de choques (n) y la masa involucrada del espectro colectado (Q), en ambos casos por unidad de volumen y tiempo. Estas dos magnitudes pueden ser expresadas en términos de las distribuciones normalizadas de ambas especies como

$$n = N_n N_{cl} \int_0^\infty \int_0^\infty n_r(m_r, M_{fr}) K[m_r, m_c] n_c(m_c, M_{fc}) dm_r dm_c \quad (4.11)$$

$$Q = N_n N_{cl} \int_0^\infty \int_0^\infty n_r(m_r, M_{fr}) K[m_r, m_c] n_c(m_c, M_{fc}) m_c dm_r dm_c \quad (4.12)$$

$$\text{con } K[m_r, m_c] = \pi E(m_r, m_c) [r(m_r) + r(m_c)]^2 [V_r(m_r) - V_c(m_c)]$$

donde $K[m_r, m_c]$ es el kernel de colisión correspondiente a gotas de nube y lluvia. $r(m_c)$, $V_c(m_c)$, $r(m_r)$, $V_c(m_c)$ y $V_r(m_r)$ representan radios y las velocidad terminales correspondientes a gotas de nube con masa m_c y a gotas de lluvia con masa m_r , respectivamente. $E(m_r, m_c)$ denota la función eficiencia de colección (según Hall, 1980).

Las integrales de las ecs.(4.11-12) sólo dependen de las masas medias (M_{fc} y M_{fr}) de los espectros a través de las distribuciones normalizadas, las tasas por lo tanto resultan

$$dN_c / dt \big|_{ACRrc} = n (\rho_0 / \rho)^{0.5} = N_{rt} N_{ct} F_{rc} (M_{fr}, M_{fc}) (\rho_0 / \rho)^{0.5} \quad (4.13)$$

$$dQ_c / dt \big|_{ACRrc} = \rho^{-1} Q (\rho_0 / \rho)^{0.5} = \rho^{-1} N_{rt} N_{ct} F_c (M_{fr}, M_{fc}) (\rho_0 / \rho)^{0.5} \quad (4.14)$$

donde el factor $(\rho_0 / \rho)^{0.5}$ es introducido para tener en cuenta la variación de las velocidades terminales con la densidad del aire, ρ_0 es una densidad de referencia y su valor es 10^{-3} gcm^{-3} .

La concentración numérica de gotas de lluvia no es en realidad modificada por el proceso de acreción de gotas de nube por gotas de lluvia y por lo tanto una tasa para N_r no es usualmente incluida. *Sin embargo, dentro del tratamiento desarrollado en el que se prefiere caracterizar el espectro por su relación de mezcla y por la masa en la vecindad de la cual la mayoría de la masa se encuentra, es necesario incluir esta tasa.* Este tratamiento es incluido para *todas* las acreciones y tal como se explicara en el capítulo 3 está basado en la evaluación de la nueva masa predominante de la distribución colectora luego de un intervalo de tiempo Δt . La matriz de interacción utilizada para tal fin está relacionada con el cociente de las tasas de cambio del segundo y primer momento el que según lo expresa la siguiente ecuación sólo depende de las masas medias de los espectros (ver ec. (4.18)).

$$d[MOM^2_r] / dt / d[MOM^1_r] / dt = G(M_{fr}, M_{fc}) \quad (4.15)$$

Por lo tanto, a partir de este cociente de cambios de los momentos 2 y 1 la nueva masa predominante del espectro colector puede ser evaluada utilizando la siguiente ecuación:

$$M_{gr} (t + \Delta t) = \{ MOM^2_r (t) + \Delta MOM^1_r G^*(M_{fr}, M_{fc}) \} / \{ MOM^1_r (t) + \Delta MOM^1_r \} \quad (4.16)$$

donde $G^*(M_{fr}, M_{fc})$ es el valor interpolado, ΔMOM^1_r es el cambio del momento de primer orden que vale $\rho dQ_r / dt \big|_{ACRrc} \Delta t$

Con el valor de la nueva masa predominante, la tasa de concentración numérica de gotas de lluvia ($dN_r / dt \big|_{ACRrc}$) puede ser obtenida utilizando la siguiente expresión análoga a la ec. (3.38).

$$\alpha_r \rho [Q_r (t) + dQ_r / dt \big|_{ACRrc} \Delta t] [N_{rt}(t) + dN_r / dt \big|_{ACRrc} \Delta t]^{-1} = M_{gr} (t + \Delta t) \quad (4.17)$$

Los cálculos que se realizan durante la corrida del modelo dinámico son verdaderamente simples y por lo tanto económicos desde del punto de vista computacional. Estos se limitan a una interpolaciones bilineales de valores precalculados del cociente de cambios de los momentos 2 y 1 que son computados utilizando la siguiente ecuación.

$$G = \frac{\int_0^{\infty} \left[N_{rt} N_{ct} \int_0^{m_r} n_r (m_r - m_c, M_{fr}) K[m_r, m_r - m_c] n_c (m_c, M_{fc}) dm_c - \right. \\ \left. - N_{rt} N_{ct} \int_0^{\infty} n_r (m_r, M_{fr}) K[m_r, m_c] n_c (m_c, M_{fc}) dm_c \right] m_r^2 dm_r}{\int_0^{\infty} \left[N_{rt} N_{ct} \int_0^{m_r} n_r (m_r - m_c, M_{fr}) K[m_r, m_r - m_c] n_c (m_c, M_{fc}) dm_c - \right. \\ \left. - N_{rt} N_{ct} \int_0^{\infty} n_r (m_r, M_{fr}) K[m_r, m_c] n_c (m_c, M_{fc}) dm_c \right] m_r dm_r} \quad (4.18)$$

donde la expresión entre corchetes que se encuentra tanto en el numerador como en el denominador representa la diferencia entre las llamadas integrales de ganancia y de pérdida. La primera de ellas representa la tasa de generación de gotas de masa m_r originadas por la colisión entre gotas de nube y de lluvia cuya suma de masas es m_r . En cambio la integral de pérdida representa la desaparición de gotas de masa m_r por colisión de una de estas gotas de lluvia con una gota de nube de cualquier tamaño.

Cabe notar que en esta última ecuación, las concentraciones numéricas de ambas especies se cancelan por lo tanto, como fuera mencionado, G es sólo función de M_{fr} y M_{fc} . La matriz interacción $G(M_{fr}, M_{fc})$ tiene también 40 filas y 33 columnas y se construye evaluando numéricamente la ecuación (4.18) para las 33 categorías de tamaños de gotas de nube y las 40 de gotas de lluvia.

4.4 AUTOCOLECCIÓN DE GOTAS DE LLUVIA

Esta autocolcción involucra las colisiones entre gotas de lluvia las que dan como resultado partículas de este mismo espectro. Este mecanismo, aunque no modifica Q_r , genera una reducción de la concentración numérica N_r asociada al rápido desplazamiento del espectro hacia mayores tamaños que caracteriza las etapas finales de la coalescencia cálida. La tasa de reducción de N_r debida a la autocolcción de gotas de nube está identificada con la cantidad de colisiones que ocurren por unidad de volumen y tiempo (n) dada por la siguiente ecuación

$$n = \frac{1}{2} N_r^2 \int_0^\infty \int_0^\infty n_r(m_1, M_{fr}) K[m_1, m_2] n_r(m_2, M_{fr}) dm_1 dm_2 \quad (4.19)$$

con $K[m_1, m_2] = \pi E(m_1, m_2) [r(m_1) + r(m_2)]^2 [V_r(m_1) - V_r(m_2)]$

donde $K[m_1, m_2]$ es el kernel de colisión correspondiente a gotas de masas m_1 y m_2 . $r(m_1)$, $V_r(m_1)$, $r(m_2)$ y $V_r(m_2)$ representan los radios y las velocidades terminales correspondientes a gotas con masas m_1 y m_2 , respectivamente. $E(m_1, m_2)$ denota la función eficiencia de colección (según Hall, 1980).

Es necesario introducir el factor $\frac{1}{2}$ para evitar contar dos veces cada interacción binaria ya que la integral doble en el segundo miembro de la ecuación (4.19) cuenta como diferentes las colisiones del tipo m_1-m_2 y m_2-m_1 .

$$dN_r/dt|_{AUTrr} = n (\rho_0/\rho)^{0.5} = \frac{1}{2} N_r^2 F_{rr}(M_{fr}) (\rho_0/\rho)^{0.5} \quad (4.20)$$

El valor de la función F_{rr} es evaluado numéricamente y almacenado para las 40 categorías de masa media del espectro de gotas de lluvia. La tasa finalmente resulta de utilizar esta última ecuación con el valor de F_{rr} determinado por interpolación lineal sobre los logaritmos de M_{fr} .

4.5 RUPTURA COLISIONAL DE GOTAS DE LLUVIA

La ruptura colisional es el mecanismo responsable de frenar el crecimiento monótono hacia mayores tamaños. La probabilidad de que cuando dos gotas chocan se produzca una ruptura está asociada a la relación entre dos formas de energía: la energía cinética rotacional del conjunto y energía ligada a la tensión superficial que tiende a mantenerlas en una única entidad. Los tratamientos utilizados para tener en cuenta detalladamente este mecanismo son excesivamente costosos desde el punto de vista computacional. Se experimentó con este tipo de tratamientos para estudiar el efecto de la ruptura colisional tanto sobre la evaporación de precipitación (Carrió y Nicolini, 1996) como sobre el barrido de contaminantes en la capa subnubosa (Carrió, 1996). Sin embargo éstos no son aquí descriptos ya que por tal razón son inaplicables para el esquema propuesto.

La ruptura colisional es tenida en cuenta del mismo modo que con el que es considerada en el paquete microfísico del modelo RAMS. Este tratamiento consiste en introducir un factor en la ec.(4.20) relacionado con la eficiencia de coalescencia de gotas del par con mayor frecuencia de colisión (E_c). Este factor es una función del radio de la masa media (r_{fr}) y la expresión usada es idéntica a la aplicada por Ziegler (1985).

$$E_c = \begin{cases} 1 & \text{para } r_{fr} < 0.03 \text{ cm} \\ \text{Exp}[-50(r_{fr} - 0.03)] & \text{para } 0.03 \leq r_{fr} < 0.1 \text{ cm} \\ 0 & \text{para } r_{fr} \geq 0.1 \text{ cm} \end{cases} \quad (4.21)$$

Capítulo 5

Colisiones líquido-sólido

5.1. COLECCIÓN GRAUPEL-ESPECIES LÍQUIDAS

El barrido de especies líquidas (tanto gotas de nube como de lluvia) por partículas de graupel representa uno de los casos más interesantes bajo múltiples puntos de vista. Este caso de colisión está asociado al crecimiento del granizo y dado que una falla general de los modelos de nube consiste en que no logran simular la llegada de granizo a la superficie, un especial énfasis ha sido puesto en analizar las posibilidades de refinar el tratamiento de este proceso desde el punto de vista físico *dentro de las limitaciones de un esquema parametrizado*.

A temperaturas por debajo del punto de congelación, el calor latente liberado por el cambio de estado limita la tasa de colección estando dicho límite asociado al balance de calor de la partícula colectora. El exceso de líquido abandona al graupel generando otras gotas líquidas que por su tamaño típico se incorporan al espectro de gotas de lluvia. Estas características introducen complicaciones peculiares en los planteos que consideran más de un grado de libertad para la descripción de los espectros y especialmente para el caso en que este segundo grado de libertad está asociado a la masa predominante como se propone en esta Tesis.

5.1.1 CRECIMIENTO SECO

El caso en que el balance de calor de la partícula de graupel es tal que toda el agua barrida puede congelar es comúnmente denominado régimen de crecimiento seco. Por lo tanto, sin restricciones impuestas por la termodinámica las tasas de relaciones de mezcla y concentración numérica pueden ser formuladas en términos de las ecuaciones estocásticas correspondientes.

Las cuatro magnitudes utilizadas son el número de choques graupel-nube y graupel-lluvia (ΔN_{gc} y ΔN_{gr}) y de las masas involucradas de estos dos espectros (ΔM_{gc} y ΔM_{gr}), dadas en las ecs. (5.1-4)

$$\Delta N_{gc} = N_{gt} N_{ct} \int_0^\infty \int_0^\infty n_g(m_g, M_{fg}) K_{gc}[m_g, m_c] n_c(m_c, M_{fc}) dm_c dm_g \quad (5.1)$$

$$\Delta M_{gc} = N_{gt} N_{ct} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} n_g(m_g, M_{fg}) K_{gc}[m_g, m_c] n_c(m_c, M_{fc}) m_c dm_c dm_g \quad (5.2)$$

$$\Delta N_{gr} = N_{gt} N_{rt} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} n_g(m_g, M_{fg}) K_{gr}[m_g, m_r] n_r(m_r, M_{fr}) dm_r dm_g \quad (5.3)$$

$$\Delta M_{gr} = N_{gt} N_{rt} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} n_g(m_g, M_{fg}) K_{gr}[m_g, m_r] n_r(m_r, M_{fr}) m_r dm_r dm_g \quad (5.4)$$

En las ecs. (5.5) y (5.6) se dan las expresiones utilizadas para evaluar las funciones kernel de colisión para los casos graupel-nube y graupel-lluvia, respectivamente. Éstas son evaluadas utilizando la formula empírica obtenida por Macklin y Bailey (1966) para evaluar las eficiencias de colisión (expresiones entre llaves). Como es usual, se desprecia la velocidad terminal de gotas de nube respecto a las correspondientes a la especie graupel.

$$K_{gc}[m_g, m_c] = \pi \exp\{-22.8 r(m_g) [r(m_c) 10000]^{-1.6}\} [r(m_g) + r(m_c)]^2 V_g(m_g) \quad (5.5)$$

$$K_{gr}[m_g, m_r] = \pi \exp\{-22.8 r(m_g) [r(m_r) 10000]^{-1.6}\} [r(m_g) + r(m_r)]^2 |V_g(m_g) - V_r(m_r)| \quad (5.6)$$

Las matrices de interacción IN_{gc} , IN_{gr} , IM_{gc} e IM_{gr} son numéricamente evaluadas para todos los valores de masas medias de las particiones de las especies correspondientes y almacenadas para interpolación.

Las matrices de interacción IN_{gc} e IM_{gc} tienen 44 filas y 33 columnas, asociadas a las 44 categorías de masa media de graupel y a las 33 categorías de masa media de nube para las que se precaculan estas expresiones integrales.

Las matrices de interacción para colisiones graupel-lluvia, IN_{gr} e IM_{gr} , tienen 44 filas y 40 columnas, asociadas a las 44 categorías de masa media de graupel y a las 40 categorías de masa media de lluvia para las que se realizan los cálculos,

Las tasas resultantes son las dadas en la Tabla 5.I.

Tabla 5.I Tasas resultantes para colección seca de especies líquidas por graupel. Los asteriscos denotan valores interpolados de las matrices.

Especie	Tasa de relación de mezcla	Tasa de concentración
Gotas de nube	$-\rho^{-1} N_{gt} N_{ct} IM_{gc}^*$	$-N_{gt} N_{ct} IN_{gc}^*$
Gotas de lluvia	$-\rho^{-1} N_{gt} N_{rt} IM_{gr}^*$	$-N_{gt} N_{rt} IN_{gr}^*$
Graupel	$\rho^{-1} [N_{gt} N_{ct} IM_{gc}^* + N_{gt} N_{rt} IM_{gr}^*]$	

5.1 2 CRECIMIENTO HÚMEDO

La tasa máxima de colección de una partícula de graupel de masa "m" puede ser obtenida por un balance entre tres tasas de liberación o intercambio calórico. Ellas son: la tasa de liberación de calor latente asociado a la congelación, en segundo lugar, la de liberación de calor de vaporización ligada a la diferencia entre la presión de vapor de agua y la correspondiente presión de saturación (Δp_v), y por último la tasa de intercambio de calor entre la partícula y el medio.

La expresión clásica utilizada para evaluar la tasa máxima de colección de una partícula de hielo esférica de radio R (Mason, 1971) es dada en la siguiente ecuación

$$dm/dt|_{MAX} = 2\pi R(m) Re^{-1/2} F_v \{L_v D \Delta p_v + K (T_s - T_a)\} / \{L_f + c_w (T_a - T_o)\} \quad (5.7)$$

donde R(m) y Re son el radio y el número de Reynolds de una esfera de hielo de masa. T_a , T_s , y T_o son la temperaturas del aire, de la superficie de la partícula, y la de congelación, respectivamente. L_v y L_f son los calores de vaporización y de fusión, K y D, los coeficientes de conducción de calor y difusión de vapor.

El mismo criterio aplicado en el esquema original de modelo de nube (Nicolini y Torres Brizuela, 1999) es utilizado para decidir el modo de colección para el espectro de graupel. Éste está basado en evaluar el valor integral de $dm/dt|_{MAX}$ pesada por la distribución de graupel que representa la tasa límite de colección permitida por la termodinámica. Comparando dicho valor ($dQ_g/dt|_{MAX}$) con la tasa total de colección de especies líquidas por graupel se evalúa la fracción de la masa líquida colectada por la especie graupel que escurre y pasa a la especie lluvia. Por encima de este umbral la tasa de crecimiento corresponde al régimen húmedo y se supone que la temperatura de la partícula es la de congelación.

Dentro del contexto del esquema microfísico desarrollado la determinación de $dQ_g/dt|_{MAX}$ tiene dos grados de libertad y puede ser evaluado con la siguiente expresión (5.8)

$$\begin{aligned}
 dQ_g/dt|_{MAX} &= N_{gt} \rho^{-1} \int_0^{\infty} n_g(m_g, M_{fg}) dm/dt|_{MAX} dm_g = \\
 &= N_{gt} \rho^{-1} \alpha_o \int_0^{\infty} n_g(m_g, M_{fg}) R(m_g) Re^{-\frac{1}{2}} dm_g = N_{gt} \rho^{-1} \alpha_o I_o
 \end{aligned} \tag{5.8}$$

donde $\alpha_o = 2\pi \times \{L_v D \Delta \rho_v + K (T_s - T_a)\} / \{L_f + c_w (T_a - T_o)\}$

La expresión integral I_o , una vez fijado el parámetro de ancho del espectro de graupel, es sólo función de la masa media, por lo que es precalculada para los 44 valores correspondientes a la partición de M_{fg} y almacenadas para posterior interpolación por el modelo.

La ecuación (5.8) representa, por lo tanto, el contenido de agua líquida máxima colectable y es utilizada como fuera mencionado, para determinar el umbral de separación entre los regímenes de crecimiento húmedo y seco cuando la temperatura del aire es menor que la de congelación.

Las tasas resultantes para el caso de crecimiento húmedo son dadas en la Tabla 5.II

Tabla 5.II: Tasas resultantes para colección húmeda de especies líquidas por graupel. El símbolo "*" denota valores interpolados sobre las matrices de interacción, m_e es la masa media de las gotas de lluvia que escurren y $dQ_g/dt|_s$ representa la tasa correspondiente al régimen seco dado en la Tabla 5.I .

Especie	Tasas relación de mezcla	Tasas concentración
Gotas de nube	$-\rho^{-1} N_{gt} N_{ct} IM_{gc}$	$-N_{gt} N_{ct} IN_{gc}$
Gotas de lluvia	$(dQ_g/dt _s - N_{gt} \rho^{-1} \alpha_o I_o^*)$ $-\rho^{-1} N_{gt} N_{rt} IM_{gr}$	$\rho^{-1} m_e^{-1} (dQ_g/dt _s - N_{gt} \rho^{-1} \alpha_o I_o^*)$ $-N_{gt} N_{rt} IN_{gr}$
Graupel	$MIN (N_{gt} \rho^{-1} \alpha_o I_o^*, dQ_g/dt _s)$	

5.1 3 TASAS DEPENDIENTES DE LA MASA PREDOMINANTE

En las dos secciones anteriores se describió la formulación de tasas de relación de mezcla y de concentración numérica dentro de un marco de descripción de dos grados de libertad. Sin embargo la diferencia fundamental del esquema propuesto en lo que respecta al crecimiento del granizo se basa en el hecho de introducir tasas para la concentración N_g asociadas a los regímenes húmedo y seco, tasas que son *necesarias* dentro de un tratamiento en el que se prefiere caracterizar el espectro de graupel por su relación de mezcla y por la masa en la vecindad de la cual la mayoría de la masa se encuentra

Al igual que todo tipo de acreción su tratamiento, tal como se explicara en el capítulo 3, está basado en la evaluación de la nueva masa predominante de la distribución colectora luego de un intervalo de tiempo Δt . Sin embargo, este caso particular tiene una peculiaridad distintiva ya que la nueva masa predominante depende del cambio del momento de orden 2 (ΔMOM^2_g) que tiene formulaciones diferentes dependiendo de si el régimen de crecimiento es húmedo o seco.

Disponiendo del valor de ΔMOM^2_g , la nueva masa predominante puede ser evaluada como el cociente de los nuevos momentos de orden 2 y 1 para la especie graupel.

$$M_{gg}(t+\Delta t) = \{MOM^2_g(t) + \Delta MOM^2_g\} / \{MOM^1_g(t) + \Delta MOM^1_g\} \quad (5.9)$$

donde ΔMOM^1_g es el cambio del momento de primer orden que vale $\rho dQ_g / dt \Delta t$

La tasa de concentración numérica de graupel buscada ($dN_g/dt|_{ACRgl}$) puede ser obtenida con el valor de la nueva masa predominante utilizando la siguiente ecuación análoga a la ecs. (3.38) y (4.18).

$$\alpha_g \rho [Q_g(t) + dQ_g/dt|_{ACRgl} \Delta t] [N_{gt}(t) + dN_g/dt|_{ACRgl} \Delta t]^{-1} = M_{gg}(t+\Delta t) \quad (5.10)$$

En las siguientes dos subsecciones se detalla el procedimiento desarrollado para evaluar ΔMOM^2_g dentro del modelo de nube para los casos de crecimiento seco y húmedo, respectivamente a partir de matrices precalculadas.

5.1.3.1 CAMBIO DE MASA PREDOMINANTE, CRECIMIENTO SECO

Para determinar ΔMOM_g^2 es necesario evaluar el cambio de concentración numérica de partículas de graupel con masa m_g debido a la colección de especies líquidas ($dn_g/dt(m_g)$) el que puede ser expresado como la suma de los cambios debidos a la colección de gotas de nube y de lluvia, $dN_g/dt(m_g)|_c$ y $dN_g/dt(m_g)|_r$, respectivamente.

$$dN_g/dt(m_g) = dN_g/dt(m_g)|_c + dN_g/dt(m_g)|_r \quad (5.11)$$

Las ecs. (5.12) y (5.13). expresan éstas contribuciones individuales.

$$\begin{aligned} dN_g/dt(m_g)|_c = & N_{gt} N_{ct} \int_0^{m_g} n_g(m_g - m_c, M_{fg}) K[m_g - m_c, m_c] n_c(m_c, M_{fc}) dm_c - \\ & - N_{gt} N_{ct} \int_0^{\infty} n_g(m_g, M_{fg}) K[m_g, m_c] n_c(m_c, M_{fc}) dm_c = N_{gt} N_{ct} FC(M_{fg}, M_{fc}) \end{aligned} \quad (5.12)$$

donde el primer término es la llamada integral de ganancia y representa la tasa de generación de partículas de graupel de masa m_g originadas por la colisión entre gotas de nube y de graupel cuya suma de masas es m_g . En cambio, el segundo término, denominado integral de pérdida, representa la desaparición de partículas de graupel de masa m_g por colisión de una de éstas con una gota de nube de cualquier masa. FC es una función que sólo depende de las masas medias de los espectros de graupel y nube.

$$\begin{aligned} dN_g/dt(m_g)|_r = & N_{gt} N_{rt} \int_0^{m_g} n_g(m_g - m_r, M_{fg}) K[m_g - m_r, m_r] n_r(m_r, M_{fr}) dm_r - \\ & - N_{gt} N_{rt} \int_0^{\infty} n_g(m_g, M_{fg}) K[m_g, m_r] n_r(m_r, M_{fr}) dm_r = N_{gt} N_{rt} FR(M_{fg}, M_{fr}) \end{aligned} \quad (5.13)$$

donde en este caso el primer término representa la tasa de generación de partículas de graupel de masa m_g originadas por la colisión entre gotas de lluvia y de graupel cuya suma de masas es m_g . El segundo representa la desaparición

de partículas de graupel de masa m_g por colisión de una de éstas con una gota de lluvia de cualquier masa. FR es una función que sólo depende de las masas medias de los espectros de graupel y lluvia.

En términos de las funciones FC y FR el cambio del momento de orden dos necesario para evaluar la tasa N_g dependiente de la masa predominante puede ser expresado como:

$$\begin{aligned}\Delta \text{MOM}_g^2 &= \int_0^{\infty} \left[N_{gt} N_{ct} \text{FC}(M_{fg}, M_{fc}) + N_{gt} N_{rt} \text{FR}(M_{fg}, M_{fr}) \right] m_g^2 dm_g = \\ &= N_{gt} N_{ct} \int_0^{\infty} \text{FC}(M_{fg}, M_{fc}) m_g^2 dm_g + N_{gt} N_{rt} \int_0^{\infty} \text{FR}(M_{fg}, M_{fr}) m_g^2 dm_g \quad (5.14)\end{aligned}$$

Las integrales del tercer miembro son calculadas numéricamente como funciones de las masas medias de las partículas interactuantes. Con la primera de ellas se construye una matriz de 44 filas y 33 columnas que corresponden a las categorías masas medias de partículas de graupel y de nube, respectivamente. Con la segunda de ellas se procede de igual modo evaluándola para las 44 categorías de masa media de graupel y las 40 de gotas de lluvia.

5.1.3.2 CAMBIO DE MASA PREDOMINANTE, CRECIMIENTO HUMEDO

Para determinar ΔMOM_g^2 es necesario evaluar el cambio de concentración numérica de partículas de graupel con masa m_g debido al crecimiento individual de cada partícula de graupel según la tasa máxima que la termodinámica le permite. La tasa de cambio de dicha concentración puede ser relacionada con la tasa de crecimiento individual por la ec. (5.15) la que para este caso resulta:

$$\partial N(m_g) / \partial t = -\partial [N(m) dm/dt(m)] / \partial m|_{m_g} = -\partial [N(m) dm/dt|_{\text{MAX}}(m)] / \partial m|_{m_g} \quad (5.15)$$

donde $N(m_g)$ representa la concentración de partículas de graupel con masa m_g , y $dm/dt|_{\text{MAX}}(m)$ la tasa máxima de crecimiento en masa dada por la ec. (5.7)

Por lo tanto, el cambio del momento de orden dos necesario para evaluar la tasa N_g dependiente de la masa predominante para el caso de crecimiento húmedo puede ser expresado como:

$$\begin{aligned} \Delta \text{MOM}_g^2 &= N_{gt} \int_0^{\infty} \left[-\partial [n_g(m, M_{fg}) \, dm/dt|_{\text{MAX}(m)}] / \partial m|_{m_g} \right] m_g^2 \, dm_g = \\ &= \alpha_o \int_0^{\infty} \left[-\partial [n_g(m, M_{fg}) \, d[R(m) \text{Re}^{1/2}] / \partial m|_{m_g} \right] m_g^2 \, dm_g \end{aligned} \quad (5.16)$$

donde $\alpha_o = 2\pi \times \{L_v D \Delta \rho_v + K (T_s - T_a)\} / \{L_f + c_w (T_a - T_o)\}$ como en la ec. (5.8).

La expresión integral del tercer miembro de esta última ecuación es sólo función de la masa media del espectro de graupel por lo que sus soluciones numéricas son tabuladas para las 44 categorías de M_{fg} para obtener el valor de ΔMOM_g^2 por interpolación.

5.2 OTRAS COLISIONES ENTRE ESPECIES SÓLIDAS Y LÍQUIDAS

Adicionalmente a las colisiones entre graupel y especies líquidas, las siguientes interacciones entre especies líquidas y sólidas son consideradas:

- a) Colisiones gotas de lluvia-cristales de hielo.
- b) Colisiones gotas de lluvia-nieve.
- c) Colisiones nieve-gotas de nube.

Como puede notarse en este esquema se omiten las colisiones que involucran gotas de nube y cristales de hielo aún cuando su planteo es muy simple. Estas colisiones frecuentemente no son consideradas en modelos de nube convectiva ya que son altamente improbables debido a las bajas eficiencias de colisión y las velocidades terminales despreciables.

A diferencia del caso de crecimiento de granizo, para estos casos la metodología utilizada para evaluar las diversas tasas y los fundamentos matemáticos han sido detalladamente descriptos en el capítulo 3. Por esta última razón y por que estos tres tipos de colisiones son estructuralmente muy

parecidos, en esta sección se creyó conveniente describirlos en forma conjunta, de un modo más esquemático y centrado en sus particularidades.

En cuanto a las similitudes:

- 1) Dichas colisiones dan como partícula "producto" una gota de lluvia cuando ocurren a temperaturas mayores o iguales al punto de congelación.
- 2) Si ocurren a temperaturas por debajo de 0°C , la partícula producto pertenece a la especie nieve o a la especie graupel.
- 3) Como característica distintiva de este esquema, esta última decisión está ligada a la evaluación de la masa predominante de las partículas producto generadas (M_{gp}), las que se comparan con un cierto umbral (M_{s-g}) que es considerado un parámetro para el esquema.

Tabla 5. III Destinos de interacciones sólido-líquido

ESPECIE LIQUIDA (Liq)	ESPECIE SOLIDA (Sol)	ESPECIE PRODUCTO (P)		
		$T \geq 0^{\circ}\text{C}$	$T < 0^{\circ}\text{C}$	
			$M_{gp} < M_{s-g}$	$M_{gp} > M_{s-g}$
LLUVIA	HIELO	LLUVIA	NIEVE	GRAUPEL
NUBE	NIEVE	LLUVIA	NIEVE	GRAUPEL
LLUVIA	NIEVE	LLUVIA	NIEVE	GRAUPEL

Todos los modelos parametrizados de tipo "bulk" utilizan umbrales asociados a las relaciones de mezcla de las especies interactuantes para determinar la identidad de la especie producto o destino. Por ejemplo, la siguiente tabla 5.IV describe como se decide en los modelos de Nicolini y Torres Brizuela (1999) y Lin y otros (1983) para temperaturas menores que el punto de congelación.

Tabla 5. IV Destinos de interacciones sólido-líquido para típicos modelos "bulk"

ESPECIE LIQUIDA	ESPECIE SOLIDA	DESTINO
LLUVIA	HIELO	GRAUPEL si $Q_r \geq 10^{-4}\text{gg}^{-1}$
		NIEVE si $Q_r < 10^{-4}\text{gg}^{-1}$
NUBE	NIEVE	NIEVE
LLUVIA	NIEVE	GRAUPEL Q_s o $Q_r \geq 10^{-4}\text{gg}^{-1}$
		NIEVE Q_s y $Q_r < 10^{-4}\text{gg}^{-1}$

Este tipo de criterios no puede discernir entre un gran número de pequeñas partículas y una concentración baja de partículas grandes. Por ejemplo, el resultado de la colisión de cristales de hielo y pequeñas gotas de lluvia con una relación de mezcla mayor que 10^{-4}gg^{-1} es equívocamente categorizado como graupel. Por estas razones, en el esquema propuesto se utiliza la masa predominante de las partículas resultantes (M_{gp}). Esta opción es mucho más razonable ya que por un lado las especies nieve y graupel están diferenciadas dentro de este esquema por un límite de masa, y por otro lado, elimina los problemas mencionados de umbrales asociados a relaciones de mezcla.

A continuación se detalla el método utilizado para evaluar M_{gp} para un caso genérico de una especie sólida que interactúa con otra líquida. Esta se plantea como el cociente de los momentos de orden 2 y orden uno del espectro de partículas generadas. Este último espectro se calcula como la correspondiente integral de ganancia resultando la siguiente expresión independiente de las concentraciones numéricas de las especies que colisionan.

$$M_{gp} = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^m n_{Sol}(m_{Sol}, M_{Sol}) K[m_{Sol}, m-m_{Sol}] n_{Liq}(m-m_{Sol}, M_{Liq}) dm_{Sol} m^2 dm}{\int_0^{\infty} \int_0^m n_{Sol}(m_{Sol}, M_{Sol}) K[m_{Sol}, m-m_{Sol}] n_{Liq}(m-m_{Sol}, M_{Liq}) dm_{Sol} m dm} \quad (5.17)$$

$$\text{con } K[m_{Sol}, m_{Liq}] = \pi E[m_{Sol}, m_{Liq}] [r(m_{Sol}) + r(m_{Liq})]^2 |V_{Sol}(m_{Sol}) - V_{Liq}(m_{Liq})|$$

donde

$E[m_{Sol}, m_{Liq}]$ es la función eficiencia de colisión supuesta unitaria para los casos lluvia-nieve y lluvia-hielo. Las expresiones propuestas por Pruppacher y Klett (1978) fueron utilizadas para el caso nieve-nube,

V_{Sol} y V_{Liq} son las velocidades terminales de la especie sólida y líquida. Sus expresiones son las asumidas dentro del esquema (ver capítulo 2) y la velocidad terminal de cristales de hielo es supuesta nula.

M_{Sol} y M_{Liq} denotan las masas medias de las especies sólida y la líquida, respectivamente.

La expresión de M_{gp} es sólo función de las masas medias de los espectros y es precalculada para evaluarla dentro del modelo por medio de una interpolación bidimensional.

Para los casos: lluvia-hielo que pasa a nieve o graupel, lluvia-nieve que pasa a nieve o graupel, y nube-nieve que pasa a graupel la nueva masa predominante del espectro producto se calcula como promedio de las masas predominantes pesada por las relaciones de mezcla es decir

$$M_{gp}(t+\Delta t) = [Q_P(t) \alpha_P M_{rp}(t) + \Delta Q_Z M_{gp}] [Q_P(t) + \Delta Q_P]^{-1} \quad (5.18)$$

donde M_{rp} y M_{gp} denotan las masas media y predominante del espectro producto.

En cambio para los casos: lluvia-hielo que pasa a lluvia, nieve-nube que pasa a lluvia, lluvia-nieve que pasa a lluvia y nieve-nube que pasa a nieve, la nueva masa predominante del espectro producto se calcula como el cociente de los nuevos momentos 2 y 1 :

$$M_{gp}(t+\Delta t) = [MOM^2_P(t) + d[MOM^2_P]/dt] / [\rho Q_P(t) + \rho \Delta Q_P] \quad (5.19)$$

donde $d[MOM^2_P]/dt$ se evalúa precalculando la siguiente ecuación como función de las masas medias M_{Sol} y M_{Liq} (ver ecs. (3.35) y (3.36)).

$$d[MOM^2_P]/dt = \int_0^{\infty} [INT_g(m) - INT_p(m)] m^2 dm = N_{Sol} N_{Liq} G(M_{Sol}, M_{Liq}) \quad (5.20)$$

Capítulo 6

*Colisiones sólido-sólido
y otros procesos que
afectan la fase sólida*

6.1 ACRECCIONES SÓLIDO-SÓLIDO

Las acrecciones, tal como fueran definidas, corresponden a colisiones entre dos especies diferentes de las que resulta una partícula de alguna de las dos especies interactuantes. Estos mecanismos modifican las relaciones de mezcla de ambas especies y en el sentido estricto sólo la concentración numérica de la especie colectada. Sin embargo, en el esquema desarrollado, se incluye una tasa de concentración numérica para la especie colectora, que como fuera explicado, es necesaria cuando se quiere pronosticar estrictamente el cambio de masa predominante de dicha especie. La siguiente tabla lista las interacciones de este tipo entre partículas de fase sólida.

Tabla 6..I Acrecciones entre especies sólidas

Especie colectora	Especie colectada	Especie destino	Modificando:
Graupel	Nieve	Graupel	N_s, Q_s, N_g y Q_g
Graupel	Cristales de hielo	Graupel	N_i, Q_i, N_g y Q_g
Nieve	Cristales de hielo	Nieve	N_s, Q_s, N_i y Q_i

A diferencia de las colecciones de gotas de nube y gotas de lluvia por partículas de graupel, estas tres acrecciones pueden ser planteadas con la formulación matemática expuesta en el capítulo 3. Dada la generalidad del planteo, éste fue descripto con mayor detalle desde el punto de vista de su aplicación en la sección 3 del capítulo 4 para el caso de la acreción de gotas de nube por gotas de lluvia, por que lo no será expuesto nuevamente.

La eficiencia de colección para colisiones sólido-sólido es dependiente de la temperatura y crece por encima de -5°C alcanzando un máximo cerca del punto de fusión (Willis y Heymsfield, 1989). Por lo tanto, la única diferencia para tratar las acrecciones que involucran especies sólidas radica en la función kernel de colisión empleada en las expresiones integrales que se usan para evaluar las tasas.

Para el caso de graupel-nieve el kernel de colisión utilizado está dado por la ec(6.1) que utiliza como eficiencia una función exponencial creciente para temperaturas menores que el punto de congelación y unitaria por encima de dicho punto.

$$K_{gs}[m_g, m_s] = \begin{cases} \pi \exp [0.09(T-273)] [r(m_g)+r(m_s)]^2 |V_g(m_g)-V_s(m_s)| & T < 0^{\circ}\text{C} \\ \pi [r(m_g)+r(m_s)]^2 |V_g(m_g)-V_s(m_s)| & T \geq 0^{\circ}\text{C} \end{cases} \quad (6.1)$$

Las colisiones graupel-hielo se consideran dependientes del régimen de crecimiento. Una eficiencia del 10% se asocia al régimen seco en el que las superficies de hielo se caracterizan por una adherencia baja, mientras que eficiencias unitarias se utilizan cuando la partícula de graupel está cubierta por una película líquida resultando:

$$K_{gi}[m_g, m_i] = \begin{cases} 0.1 \pi [r(m_g) + r(m_i)]^2 V_g(m_g) & \text{para crecimiento seco} \\ \pi [r(m_g) + r(m_i)]^2 V_g(m_g) & \text{para crecimiento húmedo} \end{cases} \quad (6.2)$$

donde las velocidades terminales de los cristales de hielo se suponen nulas.

A diferencia de los dos casos anteriores, la acreción de cristales de hielo por nieve es un proceso que sólo se evalúa cuando la temperatura del aire está por debajo del punto de congelación, en caso contrario, sólo se consideran los procesos de fusión. La eficiencia utilizada es también una función exponencial creciente de la temperatura, sin embargo, es significativamente menor que la utilizada para el caso graupel-nieve. La expresión resultante para el kernel de colisión utilizado para computar las tasa de este proceso es:

$$K_{si}[m_s, m_i] = \pi \exp [0.025(T-273)] [r(m_s) + r(m_i)]^2 V_s(m_s) \quad (6.3)$$

donde al igual que en la ec.(6.2) se desprecian las velocidades terminales de los cristales de hielo.

La selección de eficiencias usadas para evaluar estos tres procesos son las utilizadas por Orville y Kopp (1977), Lin y otros (1983), Lord y otros (1984) Nicolini y Torres Brizuela (1999).

6.2 AUTOCONVERSIONES DE HIELO Y NIEVE

Las autoconversiones son los mecanismos que involucran colisiones de partículas de la misma especie que dan como resultado partículas de otra especie. Tres mecanismos de este tipo son tenidos en cuenta en el esquema: autoconversión de gotas de nube a gotas de lluvia, autoconversión de cristales de hielo a nieve y autoconversión de nieve a graupel. A diferencia de la primera de ellas que es parametrizada, las autoconversiones de partículas sólidas son

tenidas en cuenta de modo explícito y su planteo no fue descripto con anterioridad.

La manera de tratar estos dos mecanismos es idéntica por lo que es considerada como un caso genérico de autoconversión de una especie "a" que pasa otra "b". La ecuación (6.4) representa el cambio de la concentración numérica de partículas de masa m debido a la interacción de un espectro consigo mismo.

$$\begin{aligned} dN_a(m)/dt = & \int_0^{m/2} N_a(m-m') K_{aa}[m-m', m] N_a(m') dm' - \\ & - \int_0^{\infty} N_a(m) K_{aa}[m', m] N_a(m') dm' \end{aligned} \quad (6.4)$$

Utilizando la expresión de $dN_a(m)/dt$ y considerando la masa límite entre los espectros (M_{ab}) se pueden calcular el cambio de diferentes momentos de ambos espectros utilizando las siguientes ecs.(6.5) y (6.6).)

$$dMOM_a^K/dt = \int_0^{M_{ab}} dN_a(m)/dt m_a^K dm_a \quad (6.5)$$

donde MOM_a^K representa el momento de orden k del del espectro "a".

$$dMOM_b^K/dt = \int_{M_{ab}}^{\infty} dN_a(m)/dt m_a^K dm_a \quad (6.6)$$

donde MOM_b^K representa el momento de orden k del del espectro "b".

Cabe recordar que el momento de orden 0 representa la concentración numérica, que el de primer orden es el producto de la densidad por la relación de mezcla y que el cociente entre el segundo y el primer momento representa la masa predominante. Por lo tanto, las tasas correspondientes a la autoconversión de especies sólidas son obtenidas a partir de las tasas de estos

momentos siguiendo procedimientos descriptos en varios capítulos de esta Tesis.

Estos procesos son especialmente activos por encima de los -5°C alcanzando un máximo cerca del punto de fusión. Para el caso de nieve, sin embargo, hay otro máximo entre los -16 a -10°C debido a que las ramas de las dendritas interactuantes se "atascan" fácilmente (Hobbs y otros, 1974).

Las ecs. (6.7) y (6.8) representan las eficiencias dependientes de la temperatura que son, nuevamente las utilizadas por Orville y Kopp (1977), Lin y otros (1983), Lord y otros (1984), y Nicolini y Torres Brizuela (1999).

$$E_{ii} = \exp [0.025(T-273)] \quad (6.7)$$

$$E_{ss} = \exp [0.09(T-273)] \quad (6.8)$$

Siguiendo el procedimiento habitual, se computan matrices para su posterior interpolación para el caso de autoconversión de cristales de hielo y autoconversión de nieve de 27×27 y 44×44 , respectivamente.

6.2 GLACIACIÓN ESPONTÁNEA DE GOTAS DE LLUVIA

A temperaturas lo suficientemente bajas las gotas de lluvia sobreenfriadas se congelan espontáneamente transfiriéndose a la especie graupel. La importancia de la glaciación espontánea es menor que la de congelación inducida por la colisión con especies sólidas sin embargo no puede ser despreciada. Este mecanismo modifica las concentraciones numéricas N_r y N_g así como las relaciones de mezcla Q_r y Q_g . Las tasas correspondientes a estas variables están basadas en la probabilidad de congelación de una gota de lluvia durante un cierto intervalo de tiempo. Según un ajuste de Heymsfield y Milosevich (1993) esta función puede ser expresada como:

$$P(m, T_c) = 1 - \exp [-10^y m \Delta t] \quad (6.9)$$

$$\text{con } y = -606.3952 - 52.6611 T_c - 0.0265 T_c^2 - 0.0001536 T_c^3$$

donde $P(m, T)$ representa la probabilidad de que una gota de masa m congele espontáneamente en un intervalo de tiempo Δt a una temperatura T_c expresada en grados Celsius.

Los correspondientes cambios integrales en la concentración de gotas de lluvia, relación de mezcla de ambas especies y tasa de cambio del momento de orden 2 del espectro de graupel. son expresados en las ecuaciones (6.10), (6.11) y (6.12), respectivamente.

$$dN_r / dt \big|_{\text{CONG}} = - \Delta t^{-1} N_r \int_0^{\infty} n_r (m_r, M_{fr}) P (m_r, T_c) dm_r \quad (6.10)$$

$$dQ_g / dt \big|_{\text{CONG}} = -dQ_r / dt \big|_{\text{CONG}} = \Delta t^{-1} \rho^{-1} N_r \int_0^{\infty} n_r (m_r, M_{fr}) P(m_r, T_c) m_r dm_r \quad (6.11)$$

$$dMOM^2_g / dt = \Delta t^{-1} N_r \int_0^{\infty} n_r (m_r, M_{fr}) P(m_r, T_c) m_r^2 dm_r \quad (6.12)$$

Las expresiones integrales en el tercer miembro de las ecs. (6.10), (6.11) y (6.12) son funciones sólo de la masa media del espectro de gotas de lluvia y de la temperatura. Las tasas son evaluadas dentro del modelo interpolando las matrices precalculadas sobre M_{fr} y T_c para luego ser finalmente multiplicadas por la concentración total de gotas de lluvia. Por lo tanto, las integrales son numéricamente evaluadas para distribuciones caracterizadas por 40 valores masa media y para 11 temperaturas entre -30 y -40°C.

La tasa de cambio de concentración N_g es evaluada como función del cambio de la masa predominante del espectro de graupel. Disponiendo del valor de $dMOM^2_g / dt$, la nueva masa predominante puede ser evaluada como el cociente de los nuevos momentos de orden 2 y 1 para la especie graupel.

$$M_{gg} (t+\Delta t) = \{ MOM^2_g (t) + dMOM^2_g / dt \Delta t \} / \{ \rho Q_g(t) + \rho dQ_g / dt \Delta t \} \quad (6.13)$$

La tasa de la concentración numérica de graupel buscada ($dN_g / dt \big|_{\text{CONG}}$) puede ser obtenida con el valor de la nueva masa predominante utilizando la siguiente ecuación análoga a la ecs. (3.38) y (4.18).

$$\alpha_g \rho [Q_g (t) + dQ_g / dt \big|_{\text{CONG}} \Delta t] [N_{gt}(t) + dN_g / dt \big|_{\text{CONG}} \Delta t]^{-1} = M_{gg} (t+\Delta t) \quad (6.14)$$

En los esquemas clásicos se considera $dN_g/dt|_{\text{CONG}}$ igual a la tasa de N_g dada por la ec. (6.10).

6.3 FUSIÓN DE LAS ESPECIES SÓLIDAS PRECIPITANTES

La fusión de especies sólidas precipitantes está fuertemente influenciada por los perfiles verticales de humedad relativa. En condiciones de fuerte evaporación la fusión puede recién comenzar a temperaturas tan altas como 8 °C (Rassmusen y Heymsfield, 1978). A diferencia del caso de fusión de cristales de hielo, el tratamiento de la fusión de nieve y graupel está basado en consideraciones de balance de calor. El enfriamiento por fusión, es compensado por el efecto combinado de la conducción y convección de calor sobre la partícula, el calor latente de condensación o evaporación y el calor sensible del agua que abandona la partícula. La mayoría de los modelos parametrizados basan el tratamiento de la fusión de nieve y graupel en la clásica expresión de Macklin (1963) que estima el cambio de masa individual de una partícula sólida por fusión.

$$dm/dt = 2\pi r(m) R_e^{1/2} F_v \{L_v D_v \Delta\rho_v + K(T_s - T_a)\} / L_f = \Phi r(m) R_e^{1/2} F_v \quad (6.15)$$

donde m y r son la masa y el radio de la partícula (supuesta esférica). F_v denota el coeficiente de ventilación, K el coeficiente de conductividad térmica del aire, D_v el coeficiente de difusión de vapor en aire, $\Delta\rho_v$ la diferencia entre las densidades de vapor del ambiente y la de saturación a 0 °C y T la temperatura en grados Kelvin. L_v y L_f son los calores latentes de vaporización y fusión, respectivamente.

Las tasas de cambio de Q_s y Q_g , por lo tanto, pueden ser evaluadas con como las siguientes expresiones

$$\begin{aligned} dQ_g/dt|_{\text{FUS}} &= \rho^{-1} N_{gt} \int_0^{\infty} n_g(m_g, M_{fg}) dm/dt(m_g) dm_g = \\ &= \rho^{-1} N_{gt} \Phi \int_0^{\infty} n_g(m_g, M_{fg}) r(m_g) R_e^{1/2} F_v dm_g \end{aligned} \quad (6.16)$$

$$\begin{aligned}
dQ_s / dt \big|_{FUS} &= \rho^{-1} N_{st} \int_0^{\infty} n_s (m_s, M_{fs}) dm/dt(m_s) dm_s = \\
&= \rho^{-1} N_{st} \Phi \int_0^{\infty} n_s (m_s, M_{fs}) r(m_s) R_e^{1/2} F_v dm_s
\end{aligned} \tag{6.17}$$

donde las expresiones integrales de los terceros miembros que son sólo funciones de las respectivas masas medias(M_{fg} y M_{fs} .) son tabuladas por economía computacional, siguiendo el procedimiento habitual.

Una estimación de la reducción de las concentraciones numéricas puede obtenerse relacionando las tasas de las ecs. (6.16) y (6.17) con las correspondientes masas medias, resultando:

$$dN_g / dt \big|_{FUS} = \rho [M_{fg}]^{-1} dQ_g / dt \big|_{FUS} \tag{6.18}$$

$$dN_s / dt \big|_{FUS} = \rho [M_{fs}]^{-1} dQ_s / dt \big|_{FUS} \tag{6.18}$$

Finalmente, cabe acotar que la ec. (6.15) considera que la mayoría del agua se escurre de modo tal que la partícula está cubierta por una delgada película de agua que permite asumir que su superficie (T_s) está a $0^\circ C$, lo que en sí representa una limitación. Sin embargo, en este esquema no se proponen cambios respecto a la faceta termodinámica de estos procesos.

Capítulo 7
*Procesos de nucleación y
difusión de vapor:
Fase líquida*

7.1 NUCLEACIÓN Y DIFUSIÓN DE VAPOR SOBRE GOTAS DE NUBE

A partir de una perturbación inicial ya sea térmica, es decir originada por un calentamiento diferencial, o generada por un forzante dinámico de mayor escala, se inicia una corriente ascendente. Este aire que transporta vapor de agua se expande, reduce su temperatura y por consiguiente la su correspondiente relación de mezcla de saturación hasta que ésta es superada por la relación de mezcla del vapor. En muchos modelos (i.e., Lin y otros, 1983), Ferrier, 1994; Walko y otros, 1995; Meyers y otros, 1997 y Nicolini Torres y Brizuela, 1999, entre muchos otros), cada vez que se alcanza un estado de sobresaturación se transfiere vapor al espectro de gotas de nube de modo tal que la relación de mezcla de vapor resulte igual a la relación de mezcla de saturación resultante de considerar la liberación de calor debida al cambio de fase. Este procedimiento, comúnmente denominado de ajuste perfecto a la saturación, no puede ser utilizado cuando se incluye la concentración de gotas de nube como variable de pronóstico. Por consiguiente en este esquema es necesario permitir la ocurrencia de sobresaturación con el objeto de emplear leyes empíricas o teóricas que ligen a ésta con el número de núcleos activados por unidad de volumen. Estas leyes son utilizadas para determinar el cambio de la concentración numérica de gotas de nube debido a la nucleación que ocurre cuando existe una sobresaturación remanente luego de considerar la difusión de vapor sobre el espectro de gotas de nube.

7.1.1 NUCLEACIÓN Y CRECIMIENTO POR CONDENSACIÓN

La ecuación de pronóstico de Q_c debida al proceso de condensación puede ser obtenida integrando la ecuación de cambio de masa correspondiente a una gota aislada sobre el espectro de gotas de nube.

Luego de que el núcleo activado se halla envuelto por una película líquida, la tasa de transferencia de vapor de agua por difusión es entonces monótona con la superficie expuesta y con la diferencia de densidades de vapor lejos y sobre la superficie de ésta. El calor latente liberado en la condensación modifica la temperatura de la gota creando un flujo de calor desde ésta al entorno. La densidad de vapor sobre la superficie depende entonces sensiblemente de la temperatura de la gota, la que está determinada por el balance de calor de la partícula. Por lo tanto el problema de evaluar la tasa de crecimiento de una gota aislada por condensación consiste en resolver

simultáneamente para ésta las ecuaciones de difusión de vapor y calor. Para considerar esta tasa de crecimiento individual se utiliza la siguiente expresión de Hall (1980) basada en la ecuación de Mordy (1959) en la que los efectos de la tensión superficial y de solución han sido despreciados.

$$dm/dt = 4\pi [3/(4\pi\rho_w)]^{1/3} F_{Tw} m^{1/3} F_v S_w \quad (7.1)$$

$$\text{con } F_{Tw} = \{L_v / KT (L_v / R_v T - 1) + 1 / (D_v \rho_{sw} (T))\}^{-1}$$

donde F_v es el coeficiente de ventilación, S_w es la sobresaturación relativa respecto al agua, m la masa de la gota, K es el coeficiente de conductividad térmica del aire, L_v el calor latente de vaporización, R_v es la constante de los gases para el vapor de agua, D_v el coeficiente de difusión de vapor en aire, ρ_{sw} la densidad de vapor de saturación respecto al agua y T la temperatura en grados Kelvin.

Debido a las bajas velocidades terminales de las gotas de nube el coeficiente de ventilación puede ser despreciado ($F_v = 1$), por lo tanto la única dependencia respecto a la masa es una potencia. Entonces, utilizando la ec.(2.12) es posible encontrar una solución analítica simple de la expresión integral para el espectro de gotas de nube, la que resulta

$$\begin{aligned} dQ_c / dt |_{COND} &= \rho^{-1} N_{ct} \int_0^{\infty} n_c (m_c, M_{fc}) dm/dt(m_c) dm_c = \\ &= 4\pi [3/(4\pi\rho_w)]^{1/3} \rho^{-1} N_{ct} \Gamma(v_c + 4/3) / [(v_c + 1)^{1/3} \Gamma(v_c + 1)] F_{Tw} S_w M_{fc}^{1/3} \end{aligned} \quad (7.2)$$

La resolución explícita de esta última ecuación requiere pasos de tiempo muy pequeños (0.1s) debido a la fuerte dependencia de la densidad del vapor de saturación respecto a la temperatura. El procedimiento semi-implícito de Soong y Ogura (1973) es utilizado para aproximar la sobresaturación en la ec. (7.2) teniendo en cuenta la disminución de la relación de mezcla del vapor y el incremento de la densidad del vapor de saturación que ocurren durante el paso de tiempo (en el caso en que la relación de mezcla de gotas de nube es inicialmente nula la tasa utilizada es simplemente el ajuste a la saturación).

A continuación se detalla el procedimiento de cálculo seguido luego de haber evaluado con el método de Soong y Ogura (1973) la sobresaturación a usar en la ec. (7.2).

A partir de la tasa de relación de mezcla de Q_c calculada con la ec. (7.2), se evalúan el incremento de temperatura (ΔT) y los nuevos valores de relación de mezcla de vapor, relación de mezcla de saturación y de sobresaturación ($S_w(t+\Delta t)$):

$$Q_v(t+\Delta t) = Q_v(t) - dQ_c / dt |_{COND} \Delta t \quad (7.3)$$

$$\Delta T = L_v / c_p dQ_c / dt |_{COND} \Delta t \quad (7.4)$$

$$Q_{sw}(T+\Delta T) = Q_{sw}(T) + dQ_{sw} / dT [L_v / c_p dQ_c / dt |_{COND} \Delta t] \quad (7.5)$$

$$S_w(t+\Delta t) = [Q_v(t+\Delta t) - Q_{sw}(T+\Delta T)] / Q_{sw}(T+\Delta T) \quad (7.6)$$

donde Q_v y Q_{sw} denotan la relaciones mezcla de vapor y de saturación, respectivamente. c_p es el calor específico del aire a presión constante.

Dependiendo de valor de $S_w(t+\Delta t)$ se presentan dos casos:

- Si $S_w(t+\Delta t)$ es positiva, es decir si hay una sobresaturación remanente, ésta es utilizada para considerar la nucleación de nuevas gotas.
- Si $S_w(t+\Delta t)$ es menor o igual a cero, no se nuclean nuevas gotas y simplemente se utiliza para la tasa de Q_c la ec. (7.7) que representa el ajuste perfecto a la saturación y resulta de igualar las ecs. (7.3) y (7.5).

$$dQ_c / dt |_{COND} = [Q_v(T) - Q_{sw}(t)] / [1 + \Delta t L_v / c_p dQ_{sw} / dT] \quad (7.7)$$

Por lo tanto, cuando la condensación es insuficiente agotar la sobresaturación, la sobresaturación remanente ($S_w(t+\Delta t)$) es utilizada en la relación que liga el número de núcleos activados de condensación (N_n^*) con la sobresaturación.

El cambio de la concentración N_c es determinado evaluando N_n^* y comparándolo con el número de núcleos previamente procesados por la parcela (N_n), en el sentido lagrangiano. Este último número es explícitamente tenido en cuenta como variable de pronóstico, advectándolo tanto en la vertical como horizontal.

Si el número de núcleos activados diagnosticado por esa condición de sobresaturación es menor que el procesado previamente por la parcela no se modifica N_c ni N_n . Si por el contrario, este número diagnosticado es mayor que N_n , se nuclea la diferencia, es decir

$$dN_c/dt|_{NUC} = dN_n/dt|_{NUC} = \begin{cases} (N_n^* - N_n) / \Delta t & \text{Si } N_n^* > N_n \\ 0 & \text{si } N_n^* \leq N_n \end{cases} \quad (7.8)$$

Dos diferentes leyes son utilizadas en el modelo (ecs. (7.9) y (7.10)), la primera de ellas para nubes continentales y la segunda para núcleos de condensación de tipo marítimo, pudiéndose optar entre ambas opciones eligiendo un parámetro externo al modelo. Estas leyes empíricas son las sugeridas en los durante los 4º y 5º Coloquio Internacional de Modelado de Nubes para la simulación de nubes de las características mencionadas.

$$N_n^* = \begin{cases} 4.78 \cdot 10^5 S_w^4 & S_w \leq 0.001\% \\ 120 S_w^{0.4} & 0.001\% < S_w \leq 0.063\% \\ 100 & S_w > 0.063\% \end{cases} \quad (7.9)$$

$$N_n^* = \begin{cases} 4.78 \cdot 10^5 S_w^4 & S_w \leq 0.001\% \\ 120 S_w^{0.4} & 0.001\% < S_w \leq 0.063\% \\ 100 & S_w > 0.063\% \end{cases} \quad (7.10)$$

Finalmente, si la naturaleza de la simulación lo sugiere, pueden ser utilizadas diferentes leyes empíricas o teóricas sin afectar el procedimiento de cálculo.

7.1.2 EVAPORACIÓN DE GOTAS DE NUBE

Las gotas con radios menores a $40\mu\text{m}$ se evaporan con mucha rapidez en ambientes subsaturados, por lo que en este esquema, la evaporación de gotas de nube es considerada instantánea. Este proceso reduce tanto la relación de mezcla Q_c como la concentración N_c . Adicionalmente, la evaporación libera núcleos de condensación que nuevamente pueden ser activados y generando por lo tanto, una reducción de N_n .

La tasa de cambio para Q_c es evaluada considerando la máxima relación de mezcla evaporable (E_{max}). El valor de E_{max} corresponde a aquél que luego de

un intervalo de tiempo Δt permite que se alcance la saturación perfecta, teniendo en cuenta en aumento de la relación de mezcla de vapor, la reducción de la temperatura y la consiguiente reducción de la relación de mezcla de saturación, las que resultan:

$$Q_v(t+\Delta t) = Q_v(t) + E_{\max} \quad (7.11)$$

$$\Delta T = -L_v/c_p E_{\max} \quad (7.12)$$

$$Q_{sw}(T+\Delta T) = Q_{sw}(T) + dQ_{sw}/dT [-L_v/c_p E_{\max}] \quad (7.13)$$

Igualando las ecs. (7.11) y (7.13), es decir asumiendo saturación, E_{\max} puede ser expresada como

$$E_{\max} = [Q_{sw}(T) - Q_v(t)] / [1 + L_v/c_p dQ_{sw}/dT] \quad (7.14)$$

El mínimo entre E_{\max} y Q_c es utilizado para evaluar la tasa de evaporación de gotas de nube ($dQ_c/dt|_{EVA}$), la que resulta

$$dQ_c/dt|_{EVA} = \begin{cases} -E_{\max} / \Delta t & \text{si } E_{\max} \leq Q_c \\ -Q_c / \Delta t & \text{si } E_{\max} > Q_c \end{cases} \quad (7.15)$$

La tasa correspondiente a la concentración numérica de gotas de nube se obtiene utilizando la ec. (7.16) la que relaciona $dQ_c/dt|_{EVA}$ con la masa media de gotas de nube.

$$dN_c/dt|_{EVA} = \rho dQ_c/dt|_{EVA} / M_{fc} \quad (7.16)$$

Como fuera mencionado al comienzo de esta sección, el número de núcleos activados previamente procesados es reducido por la evaporación de gotas de nube. Para evaluar la concentración numérica de núcleos liberados (que pueden ser nuevamente activados) se utiliza ec. (7.17) que relaciona la reducción de N_n con la de N_c .

$$dN_n/dt|_{EVA} = \begin{cases} dN_c/dt|_{EVA} [M_{fc} / M_{10}] & \text{Si } M_{fc} > M_{10} \\ dN_c/dt|_{EVA} & \text{Si } M_{fc} \leq M_{10} \end{cases} \quad (7.17)$$

donde M_{10} representa la masa de una gota de $10 \mu\text{m}$ de radio.

Esta última ecuación está basada en la siguiente hipótesis: las gotas de nube luego de ser nucleadas crecen por difusión de vapor hasta no más que M_{10} , aproximadamente. A partir de allí crecen por colisión y coalescencia, por lo tanto las gotas pueden contener más de un núcleo y en este caso la relación entre la masa media de las gotas de nube y M_{10} representa una buena estimación del número de núcleos liberados por gota evaporada.

7.2 EVAPORACIÓN DE GOTAS DE LLUVIA

La evaporación de gotas de lluvia en ambientes subsaturados ($S_w < 1$) representa un importante mecanismo de intensificación de corrientes descendentes en la capa subnubosa. Este mecanismo modifica la concentración numérica y la relación de mezcla del espectro de gotas de lluvia,

El efecto integral de la evaporación sobre el espectro de gotas de lluvia puede ser planteado de forma análoga a ec.(7.2). Sin embargo, una solución analítica simple no puede ser obtenida debido a la dependencia funcional del coeficiente de ventilación, el que juega en este caso, un importante papel modulador de la evaporación.

$$\begin{aligned}
 dQ_r / dt \big|_{\text{COND}} &= \rho^{-1} N_r \int_0^{\infty} n_c(m_r, M_{fr}) \, dm / dt(m_r) \, dm_r = \\
 &= \rho^{-1} 4\pi [3/4\pi\rho_w]^{1/3} F_{Tw} S_w N_r \int_0^{\infty} n_c(m_r, M_{fr}) \, m_r^{1/3} F_v(m_r) \, dm_r
 \end{aligned} \tag{7.18}$$

donde F_v es evaluado según Hall(1980).

La expresión integral del segundo miembro de la ec.(7.18) es sólo función de M_{fr} , por lo que los resultados correspondientes a las 40 categorías de masas medias de gotas de lluvia son calculados numéricamente para su posterior interpolación (ec. 7.19).

$$dQ_r / dt \big|_{EVA} = \rho^{-1} 4\pi [3/(4\pi\rho_w)]^{1/3} F_{Tw} S_w N_r I^* \quad (7.19)$$

donde I^* representa el valor interpolado de la mencionada expresión integral.

La ecuación explícita tradicional para el crecimiento (o evaporación) de una gota (ec. (7.1)) es obtenida aproximando la densidad de vapor de saturación (ρ_s) con una función lineal de la diferencia de temperaturas entre la gota y su entorno, cuando simultáneamente se resuelven las ecuaciones de difusión de vapor y calor. Srivastava y Coen (1992) mostraron que para altas subsaturaciones, esta aproximación genera importantes errores. Estos autores propusieron un tratamiento que considera la densidad de vapor de saturación (ρ_{sw}) como una función cuadrática de la diferencia de temperaturas entre la gota y su entorno, y encontraron la siguiente expresión que relaciona los tratamientos de segundo y primer orden

$$[dm/dt]_2 = [dm/dt]_1 [1 - \delta S_w] \quad (7.20)$$

donde $\delta = \frac{1}{2} [\gamma / (1 + \gamma)] (\rho_{sw}'' / \rho_{sw}') (\rho_{sw} / \rho_{sw}')$, las primas y dobles primas denotan diferenciación simple y doble respecto a la temperatura, respectivamente y $\gamma = L_v D / K \rho_{sw}'$

Por lo tanto, con el objeto de mejorar la evaluación de la evaporación de gotas de lluvia, la función $[1 - \delta S_w]$ fue utilizada como factor de corrección para la ec (7.19). Esta compleja función es precalculada para un gran número de temperaturas generando una tabla de interpolación por razones de economía computacional.

Finalmente, la tasa correspondiente a la concentración numérica de gotas de nube se obtiene utilizando una expresión análoga a la ec. (7.16), que relaciona $dQ_r / dt \big|_{EVA}$ con la masa media de gotas de lluvia.

$$dN_r / dt \big|_{EVA} = \rho dQ_r / dt \big|_{EVA} / M_{fr} \quad (7.21)$$

Capítulo 8

*Procesos de nucleación y
difusión de vapor:
Fase sólida*

8.1 NUCLEACIÓN DE CRISTALES DE HIELO

Dentro de una nube, los cristales de hielo son producidos por nucleación homogénea o heterogénea. En el primer caso el mecanismo está ligado a la congelación espontánea y su tratamiento está basado en la probabilidad de congelación de una gota de nube durante un cierto intervalo de tiempo y a una dada temperatura. En el segundo caso el proceso involucra la presencia de partículas genéricamente conocidas como núcleos de glaciación.

Sobre algunas partículas, a temperaturas lo suficientemente bajas (generalmente por debajo de los -5°C), las moléculas de vapor se adhieren a su superficie para finalmente generar la fase sólida; este mecanismo es comúnmente denominado modo de "nucleación por depósito" y requiere sobresaturación respecto del hielo.

En otros casos la partícula tiene simultáneamente las características de núcleo de condensación y de glaciación por lo que la generación del nuevo cristal pasa por un estadio intermedio de fase líquida; este proceso es frecuentemente denominado modo de "nucleación por condensación-glaciación" y requiere temperaturas menores que -2°C y sobresaturación respecto al agua.

Cuando la fase hielo se genera a partir de una gota sobreenfriada por colisión con una partícula, se habla del modo de "nucleación por contacto" y por lo tanto se denomina a esta partícula núcleo de contacto. A diferencia de los otros dos mecanismos heterogéneos, este modo depende exclusivamente de la temperatura, y en lugar de transferir masa de la especie vapor a hielo lo hace desde el espectro de gotas de nube como la nucleación homogénea.

Diferentes fórmulas derivadas de observaciones o experimentos de laboratorio son comúnmente utilizados para, de un modo simplificado, tener en cuenta los mecanismos de nucleación heterogénea dentro de modelos de nube.

8.1.1 NUCLEACIÓN HOMOGÉNEA DE CRISTALES DE HIELO

La nucleación homogénea si bien tiene una importancia mayor en nubes de tipo cirrus que en nubes convectivas, su efecto es significativo para estas últimas. Dentro del esquema microfísico desarrollado, este mecanismo modifica no sólo las relaciones de mezcla de las gotas de nube y de los cristales de hielo sino que también sus concentraciones numéricas. Como fuera mencionado, las correspondientes tasas están basadas en la probabilidad de congelación

espontánea de una gota de nube durante un cierto intervalo de tiempo Según Heymsfield y Milosevich (1993) esta función puede ser expresada como:

$$P_{\text{NHO}}(m, T_c) = 1 - \exp [-10^y m \Delta t] \quad (8.1)$$

$$\text{con } y = -606.3952 - 52.6611 T_c - 0.0265 T_c^2 - 0.0001536 T_c^3$$

donde $P_{\text{NHO}}(m, T)$ representa la probabilidad de que una gota de masa m congele espontáneamente en un intervalo de tiempo Δt a una temperatura T_c expresada en grados Celsius.

Los correspondientes cambios integrales en la concentración y relación de mezcla de gotas de nube y cristales por nucleación homogénea son expresados en las ecuaciones (8.2) y (8.3), respectivamente.

$$dN_i / dt \big|_{\text{NHO}} = -dN_c / dt \big|_{\text{NHO}} = \Delta t^{-1} N_{\text{ct}} \int_0^{\infty} n_c(m_c, M_{fc}) P_{\text{NHO}}(m_c, T_c) dm_c \quad (8.2)$$

$$dQ_i / dt \big|_{\text{NHO}} = -dQ_c / dt \big|_{\text{NHO}} = \Delta t^{-1} \rho^{-1} N_{\text{ct}} \int_0^{\infty} n_c(m_c, M_{fc}) P_{\text{NHO}}(m_c, T_c) m_c dm_c \quad (8.3)$$

Las expresiones integrales en el tercer miembro de las ecs. (8.2) y (8.3) son funciones sólo de la masa media del espectro de gotas de nube y de la temperatura. Las tasas son evaluadas dentro del modelo interpolando las matrices precalculadas sobre M_{fc} y T_c para luego ser finalmente multiplicadas por la concentración total de gotas de nube. Por lo tanto, las integrales son numéricamente evaluadas para distribuciones caracterizadas por 33 valores masa media y para 11 temperaturas entre -30 y -40°C . A temperaturas mayores que -30°C , el efecto de la nucleación homogénea es despreciable y para temperaturas inferiores a -40°C la glaciación es total. En éste último caso, los correspondientes cambios en las concentraciones y relaciones de mezcla de hielo y nube se calculan como:

$$dN_i / dt \big|_{\text{NHO}} = -dN_c / dt \big|_{\text{NHO}} = \theta_{\text{NHO}} N_{\text{ct}} / \Delta t \quad (8.4)$$

$$dQ_i / dt \big|_{\text{NHO}} = -dQ_c / dt \big|_{\text{NHO}} = \theta_{\text{NHO}} Q_c / \Delta t \quad (8.5)$$

donde $\theta_{\text{NHO}} = \min \{ 1, c_p(233.15-T)/(Q_c L_f) \}$. L_f es el calor latente de fusión.

Se ha introducido un factor θ_{NHO} para tener en cuenta el caso que el calor latente de fusión liberado por la glaciación de toda el agua de nube resulte en una temperatura que esté fuera del rango de temperaturas de glaciación total ($T < -40^\circ\text{C}$). Este factor tiene en cuenta la fracción de Q_c que es posible pasar a estado sólido con temperatura final menor o igual -40°C .

8.1.2 NUCLEACIÓN HETEROGÉNEA DE CRISTALES DE HIELO

Tal como fuera antes mencionado, diversas expresiones empíricas son utilizadas para tener en cuenta los mecanismos de nucleación heterogénea. Una de las primeras expresiones utilizadas fue la llamada ley de Fletcher(1962) que asume una relación exponencial entre la concentración de núcleos activados y el sobreenfriamiento

$$N(T) = N_{oF} \exp[\beta_f(273-T)] \quad (8.6)$$

donde N_{oF} es 0.01 cm^{-3} y es 0.5K^{-1} .

Esta ley fue utilizada en innumerables modelos de nube (entre ellos el de Nicolini y Torres Brizuela, 1999) para tener en cuenta en forma conjunta los mecanismos de nucleación heterogénea. Sin embargo, actualmente existe evidencia de que el comportamiento de esta fórmula es pobre y genera por ejemplo una severa sobreestimación de las concentraciones de cristales para temperaturas bajas (Levkov y otros, 1995 entre muchos otros).

La ecuación (8.7) es la expresión (ajustada por Meyers, 1992) utilizada para estimar el número de núcleos activados por unidad de volumen por la acción conjunta de los modos que transfieren masa de la fase vapor a la sólida (N_{v-i}), es decir depósito y condensación-glaciación.

$$N_{v-i}(T) = 10^{-6} \exp[6.269 + 12.96 S_i] \quad (8.7)$$

donde S_i es la sobresaturación relativa respecto al hielo.

Las tasas de nucleación correspondientes son evaluadas bajo la suposición de que éstas están dominadas por la advección vertical. Esto puede justificarse dado que las condiciones de sobresaturación y temperatura varían fundamentalmente en la vertical. Adicionalmente, en las zonas donde el gradiente de saturación es importante en la horizontal, las componentes horizontales de la velocidad son despreciables, como por ejemplo la interface entre descendente y ascendente en niveles medios de la nube. Esta suposición ha sido utilizada por Ziegler (1985), Murakami (1990) y Ferrier (1994), no obstante, los algoritmos utilizados por estos autores para simular cada mecanismo de nucleación son diferentes a los aquí propuestos. Las tasas para la concentración numérica y relación de mezcla de cristales por nucleación a partir de la fase vapor pueden entonces ser expresadas como:

$$dN_i/dt|_{v-i} = \max\{ 0, w dN_{v-i}/dz \} \quad (8.8)$$

$$dQ_i/dt|_{v-i} = -dQ_v/dt|_{v-i} = \rho^{-1}m_{i0} dN_i/dt|_{v-i} \quad (8.9)$$

donde $dN_i/dt|_{v-i}$, $dQ_i/dt|_{v-i}$ y $dQ_v/dt|_{v-i}$ son las tasas de concentración numérica de cristales de hielo y de relaciones de mezcla de cristales de hielo y gotas de nube debidas a mecanismos de nucleación vapor-hielo. N_{v-i} es el correspondiente número total de núcleos activados diagnosticado por la ec. (8.7) y m_{i0} es la masa inicial supuesta de un cristal nucleado que en este modelo es $6.88 \cdot 10^{-10}$ g.

La derivada con respecto a la altura en el segundo miembro de la ec (8.8) se evalúa considerando las condiciones de saturación en el nivel de cálculo y en los niveles inmediatos inferior o superior dependiendo del signo de la velocidad vertical. Esto reduce el número de variables ya que permite calcular implícitamente la advección vertical del número de núcleos previamente activados que no es tratado como una variable de pronóstico.

Las tasas correspondientes a la nucleación heterogénea desde la fase líquida pueden ser expresadas en términos del número de choques entre gotas y núcleos de contacto en un intervalo de tiempo Δt (N_{cont}^*) como:

$$dN_i/dt|_{cont} = -dN_c/dt|_{cont} = N_{cont}^* \quad (8.10)$$

$$dQ_i/dt|_{cont} = -dN_c/dt|_{cont} = \rho^{-1}M_{fc} dN_i/dt|_{cont} \quad (8.11)$$

donde $dN_i/dt|_{\text{cont}}$, $dQ_i/dt|_{\text{cont}}$, $dN_c/dt|_{\text{cont}}$ y $dQ_c/dt|_{\text{cont}}$ son las tasas de cambio de la concentraciones numéricas y relaciones de mezcla de cristales de hielo y gotas de nube debido a la nucleación por contacto. M_{fc} es la masa media del espectro de gotas de nube.

El número de choques N_{cont}^* es proporcional tanto a la concentración de gotas de nube como a la concentración numérica de núcleos de contacto disponibles (N_{cont}) y puede ser expresado según la ec. (8.12). Para estimar la concentración numérica de núcleos de contacto disponibles se usó la siguiente fórmula (8.13) ajustada por Meyers (1992) como función de la temperatura.

$$N_{\text{cont}}^* = N_{\text{ct}} N_{\text{cont}} \zeta \quad (8.12)$$

donde ζ es una función de la temperatura.

$$N_{\text{cont}}(T) = 10^{-6} \exp[4.11 - 0.262 (T-273)] \quad (8.13)$$

La función ζ , es una compleja función de la temperatura y se usó una expresión idéntica a la empleada por Walko y otros (1995) que está basada en el trabajo de Cotton y otros (1986).

Un estudio de Levkov y otros (1995) compara con observaciones el comportamiento de las fórmulas más frecuentemente utilizadas dentro de un modelo de formación y mantenimiento de nubes cirrus. Debido a la importancia secundaria de procesos colectivos en este tipo de nubes, éstas representan un escenario ideal para dicha comparación. Aún cuando estos autores concluyen que todos estos conjuntos de parametrizaciones pueden ser utilizados, diferencias significativas resultan de cada opción en particular. Por ejemplo, el utilizar el esquema de Meyers (1992) produce concentraciones de hielo mucho mayores que las correspondientes a las parametrizaciones de Cotton y otros (1986). Por lo tanto, aún cuando las expresiones utilizadas para evaluar los mecanismos de nucleación heterogénea representan una mejoría respecto al viejo esquema de Fletcher (1962), existen grandes incertidumbres relativas a las correspondientes dependencias del número de núcleos activados respecto a la temperatura y la sobresaturación.

8.2 DIFUSIÓN DE VAPOR SOBRE ESPECIES SÓLIDAS

El crecimiento individual de cada una de las partículas de un espectro modifica la concentración numérica correspondiente a una determinada masa. La tasa de cambio de dicha concentración puede ser relacionada con la tasa de crecimiento individual por la ec.(8.14) utilizada en los esquemas explícitos para tratar el cambio del espectro debido a la difusión de vapor.

$$\partial N(m)/\partial t = -\partial [N(m) dm/dt] / \partial m \quad (8.14)$$

Por otro lado, la ec (8.15) representa una forma general para la difusión de vapor sobre partículas sólidas, completamente análoga a la ecuación que describe el crecimiento de gotas (ec.(7.1)), en la que se introduce una variable (C) que tiene en cuenta la geometría de la partícula de hielo y es comúnmente denominada capacitancia por el paralelo con el problema electrostático.

$$dm/dt = 4\pi C F_{Ti} F_v S_i \quad (8.15)$$

$$\text{con } F_{Ti} = \{ L_s / KT (L_s / R_v T - 1) + 1 / (D_v \rho_{si} (T)) \}^{-1}$$

donde F_v es el coeficiente de ventilación, S_i es la sobresaturación relativa respecto al hielo , m es la masa de la partícula, L_s el calor latente de sublimación y ρ_{si} la densidad de vapor de saturación sobre hielo.

Una expresión general para las tasas de relación de mezcla puede ser obtenida integrando la tasa de crecimiento individual dada por la ec. (8.15) sobre todo el espectro de una especie sólida genérica "X" resultando,

$$\begin{aligned} dQ_x / dt |_{DIFU} &= \rho^{-1} N_{xt} \int_0^{\infty} n_x (m_x, M_{fx}) dm/dt(m_x) dm_x = \\ &= \rho^{-1} N_{xt} 4\pi C F_{Ti} S_i \int_0^{\infty} n_x (m_x, M_{fx}) C_x(m_x) F_{vx}(m_x) dm_x \end{aligned} \quad (8.16)$$

donde C_x y F_{vx} representan la capacitancia y el factor de ventilación de la especie genérica "X".

La integral impropia del tercer miembro de la ecuación (8.16) es sólo función de la masa media (M_k) que caracteriza a la distribución normalizada de la especie sólida "X", por lo tanto puede ser evaluada numéricamente y tabulada para su posterior interpolación.

Para evaluar los coeficientes de ventilación de las especies nieve y graupel se emplean las expresiones utilizadas por Ferrier (1994). En cambio, para el caso de difusión sobre la especie cristales de hielo se desprecia el efecto de la ventilación (es decir $F_v=1$)

La geometría de las partículas sólidas puede ser muy compleja y existe en algunos casos gran incertidumbre respecto a formas predominantes. Esta incertidumbre, asociada a ciertas propiedades de las partículas de algunas especies tales como su geometría, obliga a hacer grandes simplificaciones al respecto y, como fuera mencionado en el capítulo 2, motivó la eliminación de la especie "agregados". Con la excepción de los cristales de hielo, que frecuentemente se asumen como placas hexagonales, la mayoría de los modelos de nube para los fines de evaluar la difusión de vapor asumen que las diferentes especies pueden ser consideradas como partículas esféricas.

En nuestro esquema, los programas de inicialización que precaculan las soluciones numéricas de la ec. (8.16) pueden ser evaluadas para 4 tipos de geometría idealizada. Las expresiones de C que resultan son dadas en la siguiente Tabla 8.I.

Tabla 8.I: Expresiones de C para diferentes geometrías simplificadas

FORMA IDEALIZADA	CAPACITANCIA
Esfera	R Donde R es el radio de la partícula
Disco	$2R/\pi$ donde R es el radio del disco (o placa hexagonal)
Esferoide Oblado	$(A^2-D^2)^{\frac{1}{2}} [\cot^{-1}D/(A^2-D^2)^{\frac{1}{2}}]^{-1}$ donde A y D son los semiejes mayor y menor
Esferoide prolado	$2Ae / \ln \{ (1+e)/1-e \}$ donde A y B son los semiejes mayor y menor y e es la excentricidad, $e = (1-B^2/A^2)^{\frac{1}{2}}$

La expresión general dada en la ec (8.16) es utilizada para evaluar:

- a) el crecimiento por depósito de la especie nieve,
- b) el crecimiento por depósito de la especie graupel,
- c) la sublimación de la especie cristales de hielo, y
- d) la sublimación de la especie graupel.

Las especies cristales de hielo y nieve pueden ser pensadas como una representación bimodal de una categoría más general de cristales de hielo. El crecimiento por depósito de la especie cristales de hielo genera partículas que por su tamaño deben ser recategorizadas como nieve. Por otro lado, la reducción de tamaños debida a la sublimación de nieve conlleva una transferencia desde esta especie a la de cristales de hielo. Por lo tanto, dado que estos dos últimos procesos llevan implícitas conversiones entre ambas especies, requieren un tratamiento especial que es descrito en las dos siguientes subsecciones.

8.2.1 DEPÓSITO SOBRE CRISTALES DE HIELO

La difusión de vapor sobre el espectro de hielo produce un desplazamiento de éste hacia mayores masas y como fuera mencionado, este proceso lleva implícita una transferencia a la especie nieve modificando la concentración numérica y la relación de mezcla de ambas especies. Tal como se asume en el esquema, la masa que corresponde a un cristal de dimensión característica de $125 \mu\text{m}$ (M_{lim}) representa la frontera entre ambos espectros. Considerando este límite y utilizando la ec. (8.14) para relacionar crecimiento individual de un cristal de hielo con el cambio de la concentración numérica correspondiente a una determinada masa, es posible definir tres magnitudes que permiten reconstruir las tasas de cambio de N_i , Q_i , N_s y Q_s . Estas son:

1) La tasa de relación de mezcla (ΔQ_{TOT}) difundida sobre el espectro de cristales,

$$\Delta Q_{TOT} = N_{it} \rho^{-1} \int_0^{\infty} n_i(m_i, M_{\bar{r}}) dm/dt dm_i \quad (8.17)$$

2) La tasa de cambio de concentración numérica de cristales con masa superior al umbral,

$$\Delta N_{m > M_{lim}} = N_{it} \int_{M_{lim}}^{\infty} \{-\partial [n_i(m_i, M_{fi}) dm/dt] / \partial m\} dm_i \quad (8.18)$$

3) Y la tasa de cambio de relación de mezcla de cristales con masa superior al umbral,

$$\Delta Q_{m > M_{lim}} = \rho^{-1} N_{it} \int_{M_{lim}}^{\infty} \{-\partial [n_i(m_i, M_{fi}) dm/dt] / \partial m\} m_i dm_i \quad (8.19)$$

Las tasas de cambio de N_i , Q_i , N_s , Q_s y Q_v pueden ser expresadas en términos de ΔQ_{TOT} , $\Delta Q_{m > M_{lim}}$ y $\Delta N_{m > M_{lim}}$ como:

$$dQ_i/dt \big|_{DEPI} = \Delta Q_{TOT} - \Delta Q_{m > M_{lim}} \quad (8.20)$$

$$dQ_s/dt \big|_{DEPI} = \Delta Q_{m > M_{lim}} \quad (8.21)$$

$$dQ_v/dt \big|_{DEPI} = -\Delta Q_{TOT} \quad (8.22)$$

$$dN_i/dt \big|_{DEPI} = -\Delta N_{m > M_{lim}} \quad (8.23)$$

$$dN_s/dt \big|_{DEPI} = \Delta N_{m > M_{lim}} \quad (8.24)$$

Si se observa la ec. (8.20) puede notarse que involucra dos términos. El primero simplemente corresponde a la difusión sobre todo el espectro, mientras que el segundo tiene en cuenta el aumento de masa en la parte de la cola de la distribución que esta asociado a masas características de la especie nieve.

Las tres magnitudes ΔQ_{TOT} , $\Delta N_{m > M_{lim}}$ y $\Delta Q_{m > M_{lim}}$ son funciones lineales de la concentración de cristales de hielo y las expresiones integrales sólo función de la masa media de este espectro. Estas últimas son evaluadas numéricamente y almacenadas para 27 categorías de M_{fi} .

8.2.2 SUBLIMACIÓN DE NIEVE

La sublimación de nieve genera un desplazamiento del espectro hacia menores masas por lo tanto una cierta cantidad de masa y de partículas pasan de este espectro a la especie cristales de hielo. Existe un total paralelismo entre el planteo de estas conversiones y aquél utilizado para tratar el depósito sobre cristales de hielo. En este caso tres magnitudes análogas a las del caso anterior son definidas para evaluar las tasas, y éstas son:

1) La tasa de relación de mezcla (ΔQ_{TOT2}) debida sublimación del espectro completo de nieve,

$$\Delta Q_{TOT2} = N_{st} \rho^{-1} \int_0^{\infty} n_s(m_s, M_{fs}) dm/dt dm_s \quad (8.25)$$

2) La tasa de cambio por sublimación de la concentración numérica de partículas de nieve con masa inferior al umbral,

$$\Delta N_{m < Mlim} = N_{st} \int_0^{Mlim} \{-\partial [n_s(m_s, M_{fs}) dm/dt] / \partial m\} dm_s \quad (8.26)$$

3) Y la tasa de cambio por sublimación de la relación de mezcla de partículas de nieve con masa inferior al umbral,

$$\Delta Q_{m < Mlim} = \rho^{-1} N_{st} \int_0^{Mlim} \{-\partial [n_s(m_s, M_{fs}) dm/dt] / \partial m\} m_s dm_s \quad (8.27)$$

Estas tres magnitudes, que resultan negativas debido a que el cálculo se hace para valores de S_i negativos, permiten escribir las tasa como:

$$dQ_i/dt|_{SUBS} = -\Delta Q_{m < Mlim} \quad (8.28)$$

$$dQ_s/dt|_{SUBS} = \Delta Q_{TOT2} + \Delta Q_{m < Mlim} \quad (8.29)$$

$$dQ_v/dt|_{\text{SUBS}} = -\Delta Q_{\text{TOT2}} \quad (8.30)$$

$$dN_i/dt|_{\text{SUBS}} = -\Delta N_{m < M_{\text{lim}}} \quad (8.31)$$

$$dN_s/dt|_{\text{SUBS}} = \Delta N_{m < M_{\text{lim}}} \quad (8.32)$$

La ec.(8.29) al igual que la ec. (8.20) involucra dos términos. El primero corresponde a la transferencia a la fase vapor de todo el espectro de nieve, mientras que el segundo sustrae adicionalmente el aumento de masa en la parte de la distribución de nieve que está asociada a masas características de la especie hielo. Las expresiones integrales de las ecs. (8.25), (8.26) y (8.27) son precalculadas para 40 valores de M_{fs} y almacenadas para evaluar las tasas por interpolación sobre esta última variable.

8.3. COMPETENCIA ENTRE ESPECIES LÍQUIDAS Y SÓLIDAS

Los procesos de difusión de vapor, ya sean sobre la fase líquida (descritos en el capítulo 7) o sobre la fase sólida son tratados independientemente. Sin embargo, en una nube real las especies coexistentes "compiten" por el vapor disponible. Diversas inconsistencias pueden ser generadas por tratar estos procesos de modo independiente o sin considerar mecanismos que por su rapidez pueden modificar substancialmente las condiciones de saturación, entre ellas:

- a) a partir de un ambiente sobresaturado con respecto al agua (y por consiguiente a hielo) luego de evaluar la condensación y el *depósito* puede resultar un ambiente *subsaturado* respecto al hielo.
- b) En condiciones de subsaturación respecto a ambas fases, se calcula evaporación y *sublimación* y debido al rápido aumento del vapor a final de paso puede resultar un ambiente *sobresaturado* respecto al hielo.
- c) En condiciones de sobresaturación respecto del hielo y a temperatura cercanas -40°C , se calcula *depósito* sobre la fase sólida aunque en realidad debido a la mayor rapidez del proceso de glaciación al final del paso de tiempo el ambiente resulta *subsaturado* respecto al hielo.

Este problema es solucionado en muchos modelos, entre ellos Lin y otros (1983) o Nicolini y Torres Brizuela (1999), considerado una saturación

promedio entre la saturación de agua y hielo pesada por relaciones de mezcla. En algunos otros (Lord y otros, 1984; Tao y otros, 1989), la tasa relativa condensación y depósito se considera como una función lineal de T.

El procedimiento utilizado para tratar la competencia en el esquema propuesto es muy similar al utilizado por Ferrier (1994) y utiliza un factor de corrección para las difusiones de vapor sobre especies sólidas. Luego de evaluar la difusión de vapor sobre la fase líquida (un proceso mucho más rápido), el valor del factor de corrección es simplemente el que hace que la difusión de vapor sobre la fase hielo llegue exactamente a la saturación sobre hielo en los casos en que demasiado vapor es removido (agregado) por procesos de condensación y depósito (evaporación y sublimación).

Por lo tanto, la relación de mezcla de vapor para fin de paso puede ser escrita como:

$$Q_v(t+\Delta t) = Q_{si}(t+\Delta t) = Q_v(t) - DL - \theta_c DS \quad (8.33)$$

donde DL representa difusión sobre fase líquida (la condensación y evaporación). DS denota la difusión sobre las especies sólidas (depósitos y sublimaciones) y θ_c es el factor de corrección.

La relación final de mezcla de saturación sobre hielo puede ser relacionada con la original utilizando un desarrollo de primer orden respecto al incremento de temperatura (Tao y otros, 1989) el que resulta:

$$Q_{si}(t+\Delta t) = Q_{si}(t) [1 + 5807.7 \Delta T / (T - 7.66)^2] \quad (8.34)$$

Y el cambio de temperatura puede escribirse como:

$$\Delta T = [F L_f + DL L_v + \theta_c DS L_s] / c_p \quad (8.35)$$

donde F representa a la glaciación.

Reemplazando la ec(8.35) en la (8.34) e igualando a la ec (8.33) puede despejarse el factor de corrección θ_c :

$$\theta_c = \frac{Q_v(t) - DL - Q_{si}(t) \{1 + 5807.7 [F L_f + DL L_v] / [c_p (T - 7.66)^2]\}}{DS \{1 + 5807.7 L_s Q_{si}(t) / [c_p (T - 7.66)^2]\}} \quad (8.36)$$

Este tratamiento es mucho menos restrictivo que los otros métodos arriba mencionados y excluye la necesidad de parametrizar el mecanismo de Bergeron-Findeisen. A diferencia del modelo de Ferrier (1994) que ajusta a la saturación para evaluar la condensación, el esquema propuesto utiliza ecuaciones de difusión para este último mecanismo permitiendo la ocurrencia de sobresaturaciones. Se asegura así una representación más realista de los procesos de difusión de vapor y por lo tanto también del mecanismo de Bergeron-Findeisen.

Capítulo 9

Evaluación del paquete microfísico.

Parte I:

*Diseño de los experimentos y análisis
individual del comportamiento de los
procesos microfísicos.*

9.1 FUNDAMENTACIÓN Y DISEÑO DE LOS EXPERIMENTOS

La simulación de una nube de tormenta requiere, como fuera mencionado en el capítulo 1, concebir a ésta como a un fluido en el cual la redistribución y liberación de energía están gobernadas por la evolución de las poblaciones de partículas que éste transporta. Una gran variedad de procesos físicos interactúan configurando un complejo acople entre la macro y microestructura de la nube. De este modo, la simulación de una nube involucra incertidumbres no sólo ligadas a la microescala sino también a la dinámica, dificultando el diseño de experimentos que aislen el desempeño del paquete microfísico. Por lo tanto, la evaluación de un tratamiento microfísico no puede estar exclusivamente ligado a la simulación de un caso real de nube convectiva, aún cuando éste sea su objetivo final.

Lo expuesto en el párrafo anterior es especialmente válido para el tratamiento de la microfísica de nubes convectivas expuesto en esta Tesis, ya que no está especialmente centrado en la física básica asociada a cada mecanismo particular sino en la proposición de un nuevo marco general para la consideración de diversos procesos microfísicos.

En este caso, se creyó conveniente dividir la evaluación en tres partes en las que el comportamiento del esquema es analizado en marcos caracterizados por diferentes grados de aislamiento de los procesos microfísicos.

Parte I: La primera fase, descrita en las siguientes secciones de este capítulo, está concentrada en la evaluación del comportamiento individual de los procesos microfísicos y tiene como objetivos:

- a) Evaluar la necesidad de formular un nuevo tratamiento que permita computar directamente la masa predominante de cada espectro cuando se pretende caracterizar los espectros con este parámetro físicamente más significativo.
- b) La identificación y clasificación de mecanismos para los cuales el esquema propuesto en esta Tesis muestra mayores discrepancias con el utilizado por los otros modelos de dos momentos, de aquí en adelante, denominado tratamiento clásico.
- c) La determinación de las condiciones en las que los mecanismos mencionados en el punto anterior se verían especialmente afectados, con el fin de

concentrar el análisis de las simulaciones de casos reales en los pasos siguientes de la evaluación sobre dichos procesos.

Parte II: Esta fase (capítulo 10) evalúa el comportamiento de la formulación dentro de un marco cinemático especialmente diseñado para la validación de esquemas microfísicos. Este corresponde a una reconstrucción Doppler del campo de movimiento de una banda de lluvia ocurrida en Hawaii el 10 de agosto de 1990 y que reúne cuatro particularidades de interés:

- a) Se pueden establecer comparaciones de modo tal que los acuerdos o discrepancias entre las observaciones y los resultados simulados pueden ser únicamente asociados al tratamiento de la microfísica.
- b) La evolución de esa nube presentó ciertas características excepcionales para las cuales los observadores identificaron el mecanismo responsable. Por lo tanto, permite evaluar la capacidad del esquema para reproducir dicho mecanismo.
- c) Un proceso que juega un rol fundamental en la evolución de esta nube es uno de aquellos para los que hay mayor discrepancia entre el nuevo tratamiento y el clásico. El hecho de que se trate de una nube cálida, lejos de ser una limitación, hace posible una comparación de ambos planteos concentrada en un menor número de procesos.
- d) Es uno de los casos mejor documentados en lo que respecta a la evolución de un núcleo de alta reflectividad.

Parte III: Esta última fase de la evaluación (capítulo 11) también involucra la simulación de un evento real aunque en este caso la nube es mixta y el esquema se halla totalmente acoplado con el modelo dinámico. Se trata de una intensa tormenta que produjo importantes daños en General Rodríguez (Pcia. de Bs. As.) el 10 de mayo de 1993. Es un caso que fue estudiado previamente no sólo con el modelo de Nicolini y Torres Brizuela (1999) sino también con un modelo tridimensional no hidrostático y dependiente del tiempo. El análisis de las simulaciones correspondientes a este caso pone especial énfasis en la generación de granizo por las siguientes razones:

- a) Esta tormenta produjo una abundante precipitación de granizo de gran tamaño, alcanzando algunos los 200 g.
- b) El crecimiento de granizo está principalmente ligado a procesos del tipo acreción, mecanismos para los cuales, como se verá en las siguientes secciones de este capítulo, el tratamiento clásico y el desarrollado pueden mostrar grandes discrepancias.
- c) La simulación de precipitación sólida en superficie es una de las principales fallas generales de los modelos de nube convectiva.

Los experimentos llevados a cabo en las partes II y III (capítulos 10 y 11) están fundamentalmente basados en la comparación del desempeño de las dos metodologías de cálculo. Dichas comparaciones fueron hechas utilizando un planteo común en todo lo que respecta a la física básica asociada a todos los procesos microfísicos. Por lo tanto, fue necesaria la programación paralela del paquete microfísico de dos momentos propuesto junto a una versión análoga correspondiente al tratamiento clásico. Se hicieron adicionalmente algunas comparaciones con resultados obtenidos usando la parametrización original de un único grado de libertad que utilizaba el modelo de nube.

9.2 COMPARACIÓN INDIVIDUAL DE LOS PROCESOS MICROFÍSICOS

Tal como fuera mencionado en la sección anterior, la parte I de la evaluación será expuesta en este capítulo. Se comparan las masas predominantes que resultan luego de un intervalo de tiempo utilizando uno u otro modo de cálculo para considerar diversos procesos de conversión. Para evaluarlas es necesario clasificar los procesos microfísicos en dos grandes grupos: cuando nuevas partículas son agregadas a un dado espectro y cuando no se agregan nuevas partículas al espectro aunque si se agrega masa.

En el primero de los grupos están todos los procesos en los que la especie a la que se agregan nuevas partículas no está directamente involucrada en el mecanismo. Mientras que el segundo grupo corresponde a el tipo de procesos que genéricamente se denominan acreciones.

La siguiente Tabla 9.I se incluye para recordar las diferencias más importantes entre las alternativas de cálculo a comparar.

Tabla 9.I Diferencias fundamentales entre ambos planteos

TRATAMIENTO CLÁSICO	TRATAMIENTO PROPUESTO
Los espectros están caracterizados por sus relaciones de mezcla y sus concentraciones numéricas	Los espectros están caracterizados por las relaciones de mezcla y sus masas predominantes
Pronostica los momentos 1 y 0, lo que implícitamente determina la correspondiente masa media.	Pronostica los momentos 1 y 2, lo que implícitamente determina la correspondiente masa predominante.
Se pronostica estrictamente las concentraciones numéricas. Las ecuaciones de pronóstico para éstas están siempre basadas en las correspondientes ecuaciones estocásticas de colección.	Para muchos procesos el esquema no conserva las concentraciones numéricas y en esos casos sus tasas son consideradas como dependientes de las tasas de relaciones de mezcla y masa predominante.
La concentración numérica de las especies colectoras no es afectada por los procesos de acreción.	Es necesaria la inclusión de ecuaciones de pronóstico para la concentración numérica de especies colectoras para cada proceso de acreción.

En las dos siguientes secciones se analizan las comparaciones correspondientes a los mencionados grupos de procesos.

9.2.1 PROCESOS QUE NO INVOLUCRAN LA ESPECIE DESTINO

Este caso engloba muchos procesos tales como todas las autoconversiones, la congelación espontánea de gotas de lluvia y todas las colisiones que generan partículas de una especie no interactuante.

Cuando se pronostican los momentos 0 y 1 la masa predominante que resulta luego de un intervalo de tiempo Δt (M_g^{10}) es proporcional al cambio de masa media debido a que bajo la suposición de un ancho constante de la distribución, dichas masas están ligadas linealmente.

$$M_g^{10} = \alpha M_r^{t+\Delta t} = \alpha [N M_r^t + \Delta N m_r] / [N + \Delta N] \quad (9.1)$$

donde α es la relación asumida entre masa predominante y media, M_i es la masa media, ΔN y m_i^* son el número y la masa media de las partículas agregadas.

Mientras que cuando se evalúa directamente la masa predominante, el nuevo valor (M_g^{12}) se obtiene como promedio pesado por la relación de mezcla de las masas predominantes del paso anterior (Q) y de las partículas agregadas (ΔQ).

$$M_g^{12} = [Q M_g^t + \Delta Q m_g^*] / [Q + \Delta Q] = [Q \alpha M_i^t + \Delta Q \beta m_i^*] / [Q + \Delta Q] \quad (9.2)$$

donde β es la relación entre masa predominante y media de las partículas agregadas, M_g y m_g^* son las masas predominantes del espectro de la especie destino y de las partículas agregadas, respectivamente.

La variable utilizada para hacer las comparaciones es el cociente de las ecs (9.2) y (9.1) el que expresado como función del cambio relativo de la relación de mezcla (ϵ) resulta:

$$M_g^{12} / M_g^{10} = \{1 + [m_i^* / M_i^t \beta / \alpha + M_i^t / m_i^*] \epsilon + \beta / \alpha \epsilon^2\} / (1 + 2\epsilon + \epsilon^2) \quad (9.3)$$

El espectro de las nuevas partículas agregadas es descrito por m_i^ y β , siendo esta última variable asociada a la dispersión la característica distintiva entre ambos esquemas. Analizando esta última ecuación puede notarse que en el único caso para el cual ambos alternativas de cálculo se comportan de igual modo ($M_g^{12} / M_g^{10} = 1$) es cuando el espectro y las partículas agregadas están distribuidas idénticamente ($\beta = \alpha$ y $m_i^* = M_i^t$). El cociente de la ec(9.3) es creciente con β y tiende a ser mayor que uno cuando M_i^t es mucho mayor que m_i^* o viceversa. El primero de estos casos es muy frecuente en todas las autoconversiones en las que pequeñas partículas entran a un espectro caracterizado por mayores masas. Por lo tanto, se puede arribar a una conclusión general para este tipo de mecanismos: el tratamiento clásico tendería a generar menores masas predominantes que el esquema propuesto.*

En el caso de *autoconversión de nube a lluvia* la masa predominante y media de estas nuevas gotas de lluvia corresponden a las masas de gotas con radios 40 y 50 μm , respectivamente (ver sección 4.1.2). Por lo tanto, a diferencia de todos los otros mecanismos, tanto el valor de m_i^* como el de β es constantes. Resultando la ec. (9.4) que permite una comparación directa:

$$M_g^{12} / M_g^{10} = \{1 + [2.710^{-7} / M_i^t 1.95 / \alpha + M_i^t / 2.710^{-7}] \epsilon + 1.95 / \alpha \epsilon^2\} / (1 + 2\epsilon + \epsilon^2) \quad (9.4)$$

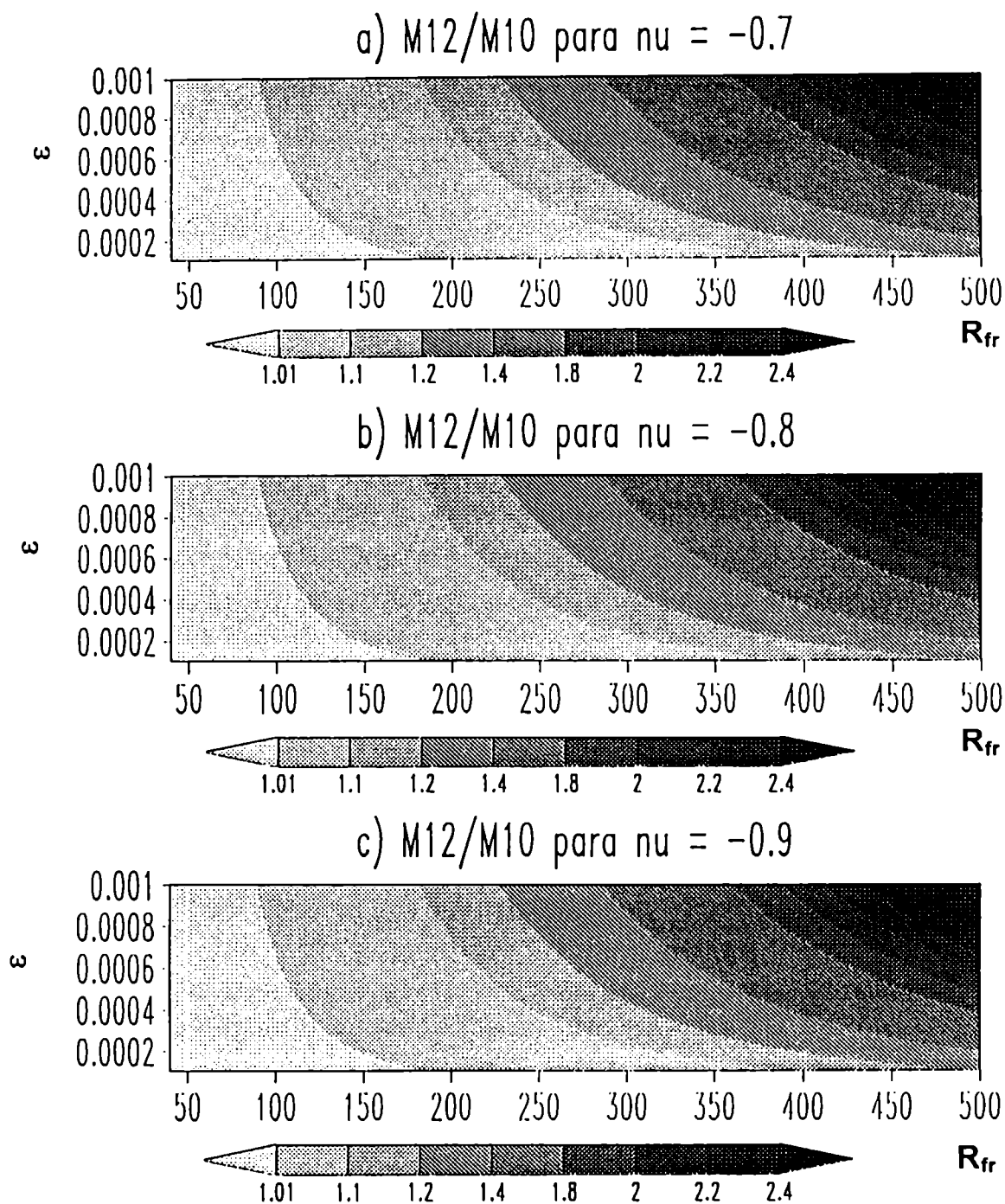


Figura 9.1: Relación de masas predominantes resultantes del proceso de autoconversión de gotas de nube para tres valores de ν del espectro de lluvia. Los ejes de las ordenadas corresponden a tasas relativas de cambio Q_r y los de las abscisas a radios de masa media de este mismo espectro, en micrones.

30 °C el proceso es inactivo, a partir de entre -31 y -33 °C, β comienza a aumentar rápidamente cuando la temperatura decrece. Cerca de los -40°C, dado que la mayoría de ellas se congela, β tiende a M_{gr}/M_{fr} (que depende de ν).

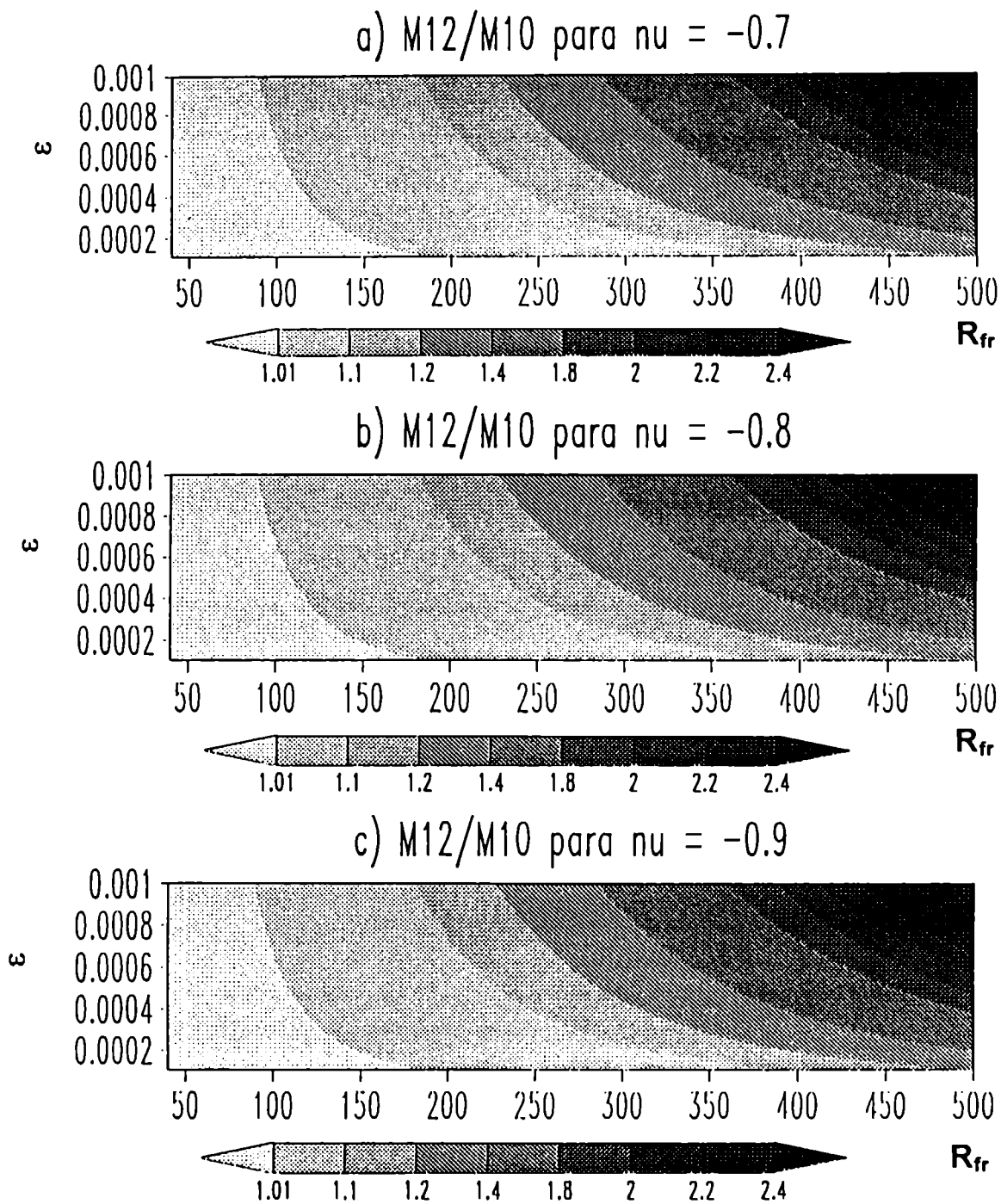


Figura 9.1: Relación de masas predominantes resultantes del proceso de autoconversión de gotas de nube para tres valores de ν del espectro de lluvia. Los ejes de las ordenadas corresponden a tasas relativas de cambio Q_r y los de las abscisas a radios de masa media de este mismo espectro, en micrones.

La figura 9.1 muestra M_g^{12}/M_g^{10} como función de su radio de masa media y del incremento relativo de la relación de mezcla de este espectro (ε), para tres diferentes anchos del espectro de gotas de lluvia que muestran un comportamiento casi idéntico. Esto se debe a que en el numerador de la ec. (9.3) $M_l^1/m_l^1\varepsilon$ es el término dominante por lo que M_g^{12}/M_g^{10} resulta virtualmente independiente de α y por lo tanto también del ancho del espectro.

Se observan grandes discrepancias cuando el espectro está caracterizado por gotas grandes o cuando las tasas de conversión son altas. En la etapa de desarrollo de una nube convectiva, las tasas de autoconversión así como las masas medias del espectro de gotas de lluvia son bajas. Por lo tanto, ambas alternativas de cálculo mostrarían un comportamiento similar para este proceso. Sin embargo, los valores típicos del valor del radio de masa media en la etapa madura están entre 300 y 500 μm (o aún mayores), rango para el cual se pueden observar importantes discrepancias aún para tasas de conversión bajas. Dado que valores de M_l^1/m_l^1 muchos mayores que 1 son característicos de *todas* las autoconversiones M_l^1/m_l^1 es mucho mayor que 1 para todas las autoconversiones un comportamiento similar puede esperarse para este tipo de mecanismos.

Con respecto al *mecanismo de congelación de gotas de lluvia*, no es posible hacer un razonamiento similar al aplicado para las autoconversiones dado que partículas de graupel y gotas de lluvia de muy diferentes tamaños pueden coexistir en la nube. Por lo tanto, se estudió la relación entre los valores de m_g y m_l correspondientes al espectro de las gotas que se congelan en un intervalo de tiempo de 5 segundos (un paso de tiempo) utilizando la probabilidad de congelación espontánea de Heymsfield y Milosevich (1993).

Las simulaciones fueron realizadas para espectros de gotas de lluvia caracterizados por diferentes masas medias y para distintas temperaturas. Los cálculos fueron repetidos para espectros iniciales con diferentes v_r .

El comportamiento general de las simulaciones es resumido en las figuras 9.2 a, b y c donde se muestran los resultados correspondientes a espectros con $v_r = -0.75, -0.8$ y -0.9 , respectivamente. Para temperaturas mayores de -30°C el proceso es inactivo, a partir de entre -31 y -33°C , β comienza a aumentar rápidamente cuando la temperatura decrece. Cerca de los -40°C , dado que la mayoría de ellas se congela, β tiende a M_{gr}/M_{lr} (que depende de v). Independientemente del valor del parámetro de ancho de la distribución de gotas de lluvia, β presenta una fuerte dependencia no sólo con los radios de masa media sino también respecto a la temperatura, indicando por lo tanto, diferencias entre ambas alternativas de cálculo.

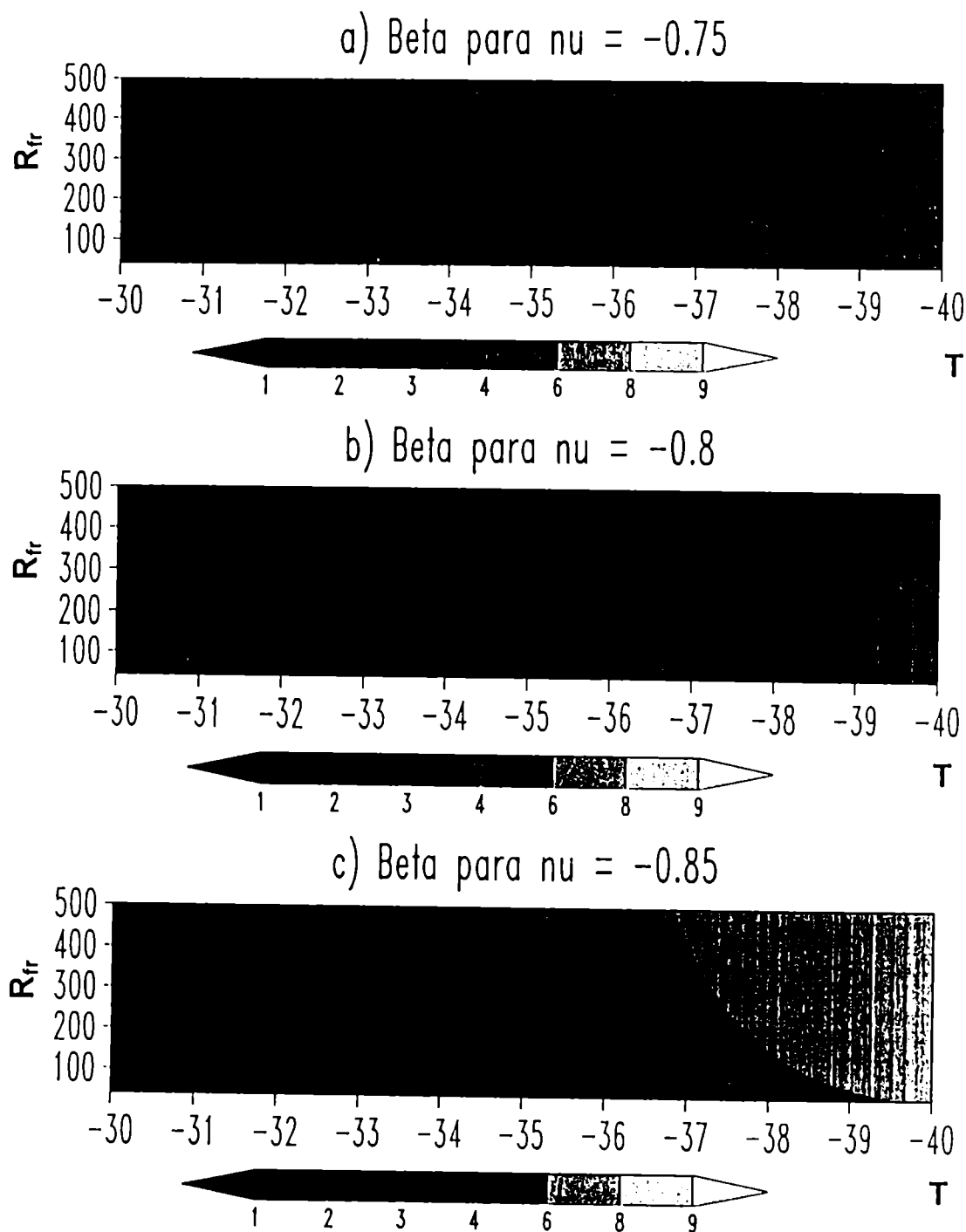


Figura 9.2: Relación entre masas predominante y media del espectro de gotas congeladas durante un intervalo de tiempo de 5s. Cálculos para tres valores de ν del espectro de lluvia. Los ejes de las abscisas corresponden a temperaturas en grados Celsius y los de las ordenadas a radios de masa media de lluvia, expresados en micrones.

El último tipo de procesos mencionados al comienzo de esta sección corresponde a choques entre especies que generan una partícula de una especie diferente a aquellas involucradas en la colisión. Este tipo de colisiones fue estudiado evaluando β en términos de las correspondientes ecuaciones estocásticas de colección. En la figura 9.3, se muestran como ejemplo, los resultados correspondientes al cociente entre m_g y m_i de las nuevas partículas generadas por interacciones nieve-lluvia ($T < 0^\circ\text{C}$). Al igual que las otras colisiones de este tipo β muestra una fuerte dependencia con las masas medias de los espectros interactuantes, indicando por lo tanto discrepancias entre ambas alternativas de cálculo.

Beta de las partículas generadas por colisiones nieve-lluvia

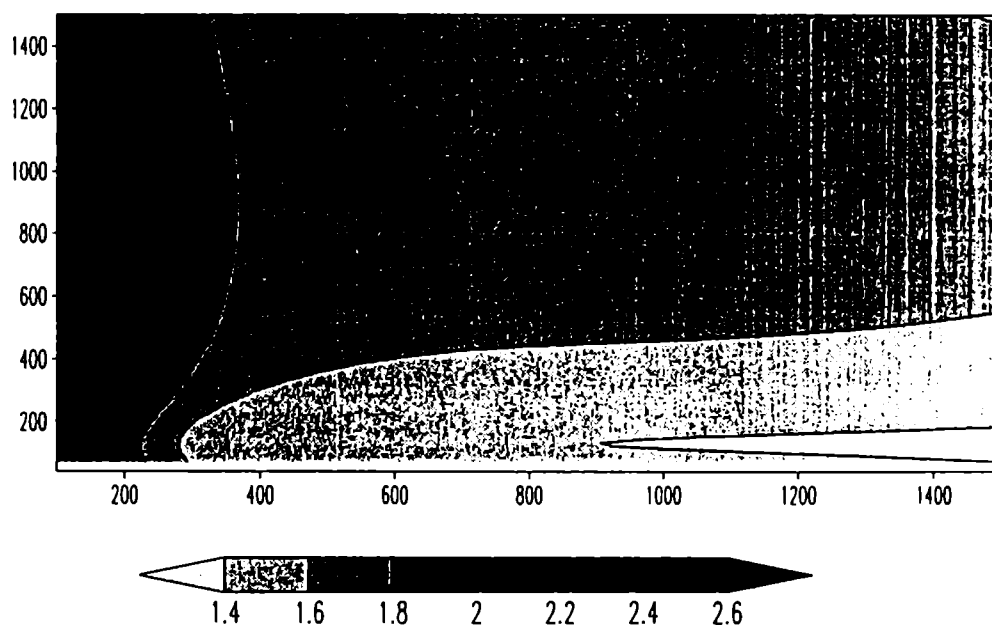


Figura 9.3: Relación entre masas predominante y media del espectro partículas generadas por colisión entre nieve y lluvia. Los valores de R_{is} y R_{fr} son expresados en micrones en las abscisas y las ordenadas, respectivamente.

9.2.2 ACRECIONES

El segundo grupo de mecanismos mencionados al comienzo de la sección 9.2 corresponde a los procesos denominados genéricamente acreciones: la colección de gotas de nube por gotas de lluvia, las colisiones graupel-hielo, graupel-nieve, y para temperaturas mayores que 0°C, lluvia-hielo y lluvia-nieve. A esta lista pueden agregarse las colecciones de nube y lluvia por graupel cuando el régimen de crecimiento es seco.

Si se pronostican los momentos 0 y 1 la masa predominante resultante del espectro colector (M_g^{10}) es nuevamente proporcional al cambio de masa media por lo que expresada en términos del cambio relativo de la relación de mezcla (ϵ) resulta

$$M_g^{10} = \alpha M_r^{t+\Delta t} = \alpha M_g^t [1 + \epsilon] \quad (9.5)$$

Por otro lado, cuando se pronostican los momentos 1 y 2 la nueva masa predominante puede ser expresada como el cociente de los momentos de orden 2 y 1 según la siguiente ecuación

$$M_g^{12} = [MOM^2 + \Delta MOM^2] / [MOM^1 + \Delta MOM^1] \quad (9.6)$$

donde MOM^2 , MOM^1 , ΔMOM^2 y ΔMOM^1 representan los momentos de orden 2 y 1 y sus correspondientes cambios en un Δt , respectivamente.

Nuevamente el cociente M_g^{12} / M_g^{10} es utilizado para hacer comparaciones aunque en este caso fue necesario definir una nueva variable que permitió realizar un análisis simple de las discrepancias entre ambas metodologías. Esta variable, Ψ , está definida como el cociente de los cambios relativos de los momentos 2 y 1, que puede ser escrita como:

$$\Psi = \frac{[\Delta MOM^2 / MOM^2]}{[\Delta MOM^1 / MOM^1]} = \frac{\int_0^{\infty} [dN_x / dt]_{ACR} m_x^2 dm_x / \int_0^{\infty} N_x m_x^2 dm_x}{\int_0^{\infty} [dN_x / dt]_{ACR} m_x dm_x / \int_0^{\infty} N_x m_x dm_x} \quad (9.7)$$

donde N_x representa el espectro colector y dN_x/dt el cambio en este espectro debido a la acreción de otra especie basado en la ecuación estocástica de colección y por lo tanto, dependiente de las masas medias de ambos espectros

En términos de Ψ el cociente puede ser escrito como:

$$Mg^{12}/Mg^{10} = (1 + \Psi \epsilon) / (1 + \epsilon)^2 \quad (9.8)$$

La figura 9.4 muestra la relación entre las masas predominantes resultantes de la utilización de uno u otro esquema como función de Ψ y ϵ . En esta figura se puede observar que, grosso modo, el esquema clásico sobrestimaré (subestimaré) la masa predominante respecto al esquema que la pronostica explícitamente cuando Ψ sea menor (mayor) que 2, siendo la línea punteada la que estrictamente separa estas dos situaciones. Dado que esta figura sienta las bases para hacer las comparaciones se experimentó evaluando el comportamiento de Ψ como función de las masas medias de las especies colectora y colectada. En las siguientes subsecciones se exponen los resultados de los casos más importantes.

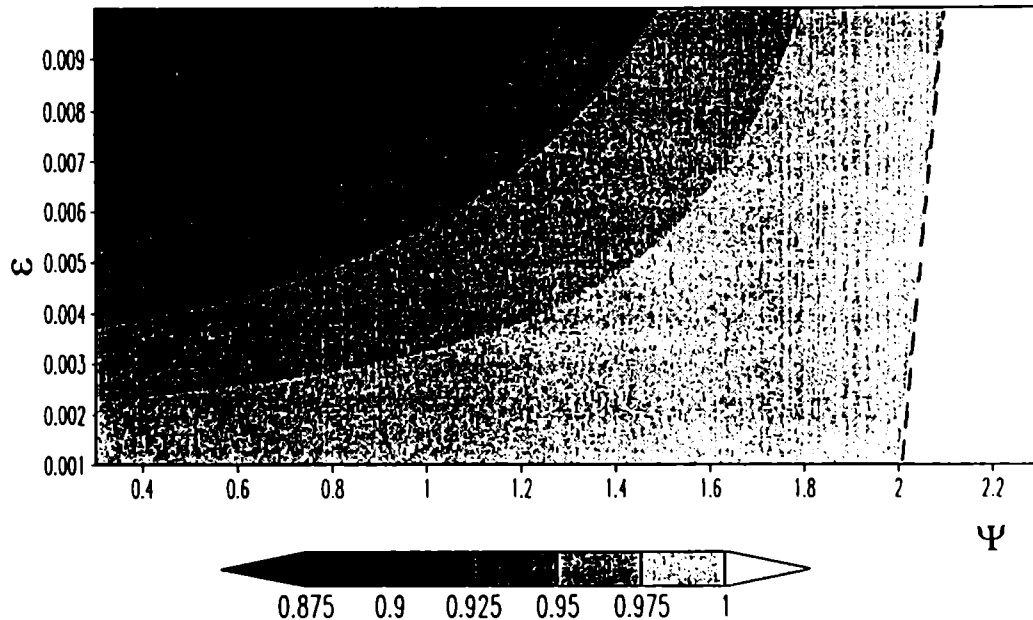


Figura 9.4: Mg^{12}/Mg^{10} como función de Ψ y ϵ . Las abscisas corresponden a valores de Ψ y las ordenadas a ϵ . La línea de trazos separa las zonas para las cuales Mg^{12}/Mg^{10} es mayor o menor que la unidad.

9.2.2.1 ACRECIÓN DE ESPECIES LÍQUIDAS POR GRAUPEL

Las acreciones de gotas de nube y de lluvia son de gran importancia ya que son los mecanismos fundamentales para el crecimiento del granizo. Para ambos casos los valores de Ψ fueron numéricamente evaluados como funciones de las masas medias de las especies involucradas en la colisión, utilizando la ec. (9.7) y las correspondientes ecuaciones estocásticas de colección. En este caso, los cálculos fueron realizados variando v_g , y utilizando los parámetros de ancho seleccionados para el modelo $v_r=-0.8$ y $v_c=0$ para los espectros de lluvia y nube, respectivamente.

En la figura 9.5 se muestran los valores de dicha variable correspondientes a ambas acreciones cuando $v_g=-0.94$. Para ambos mecanismos de acreción puede observarse que los valores de Ψ son siempre menores que 2. Si se utiliza la figura 9.4, estos valores indicarían que el esquema clásico sobrestima el cambio de la masa predominante respecto al esquema que la pronostica explícitamente.

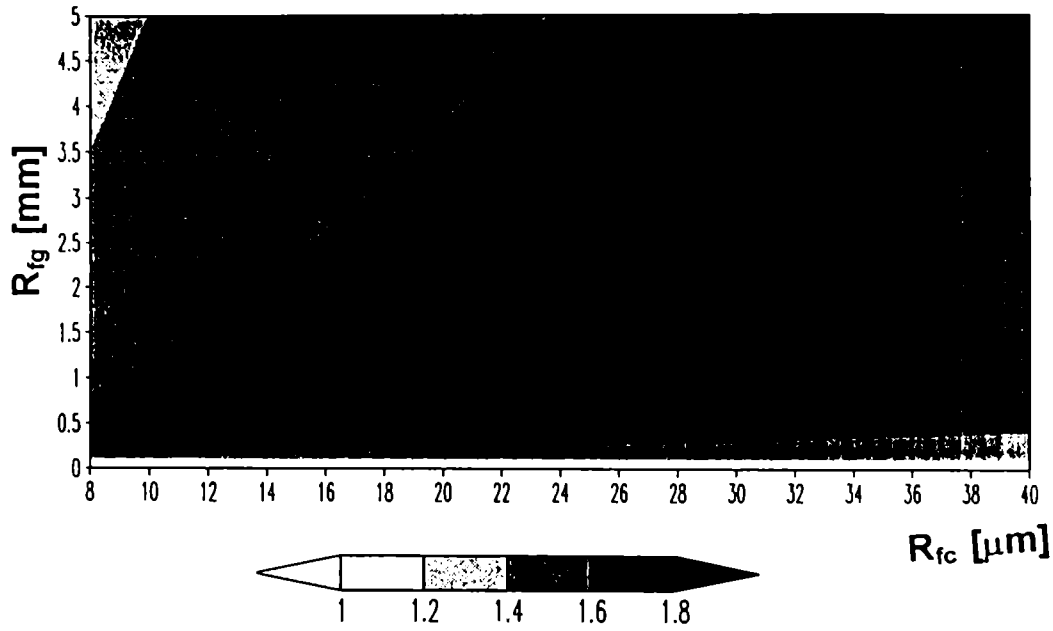
Para colisiones del tipo graupel-nube (figura 9.5a), Ψ se encuentra entre 1.4 y 1.6 para el rango de mayores tamaños de graupel, siendo este rango de especial interés para el crecimiento de granizo. Discrepancias algo menores esperarían para menores tamaños de graupel para los cuales Ψ varía entre 1.6 y 1.8.

Como puede verse en la figura 9.5b, las desviaciones entre ambos modos de cálculo pueden ser aún superiores para la acreción de gotas de lluvia. Se observan valores de Ψ inferiores a 1.4 y pueden llegar incluso resultar menores que la unidad para gotas grandes.

Las figuras 9.6 y 9.7, completamente análogas a la figura 9.5, muestran los valores de Ψ para estas dos acreciones pero para dos valores diferentes del ancho del espectro de graupel. Se observa un comportamiento muy similar de esta variable para estos dos casos de acreción por lo que son análogas las conclusiones respecto a las diferencias entre las masas predominantes resultantes para las dos alternativas de cálculo. No se presentan resultados variando los parámetros de ancho v_c y v_r , ya que para estos espectros existe buena documentación observacional para la elección de los valores mencionados.

Estas subestimaciones del tratamiento clásico respecto al que explícitamente pronostica la masa predominante tienen efectos sensibles cuando estos mecanismos son tratados dentro de un modelo dinámico. Como se verá en el capítulo 11, estas diferencias tienen interesantes implicancias desde el punto de vista termodinámico.

a) Ψ para acrecion de gotas de nube por graupel



b) Ψ para acrecion de gotas de lluvia por graupel

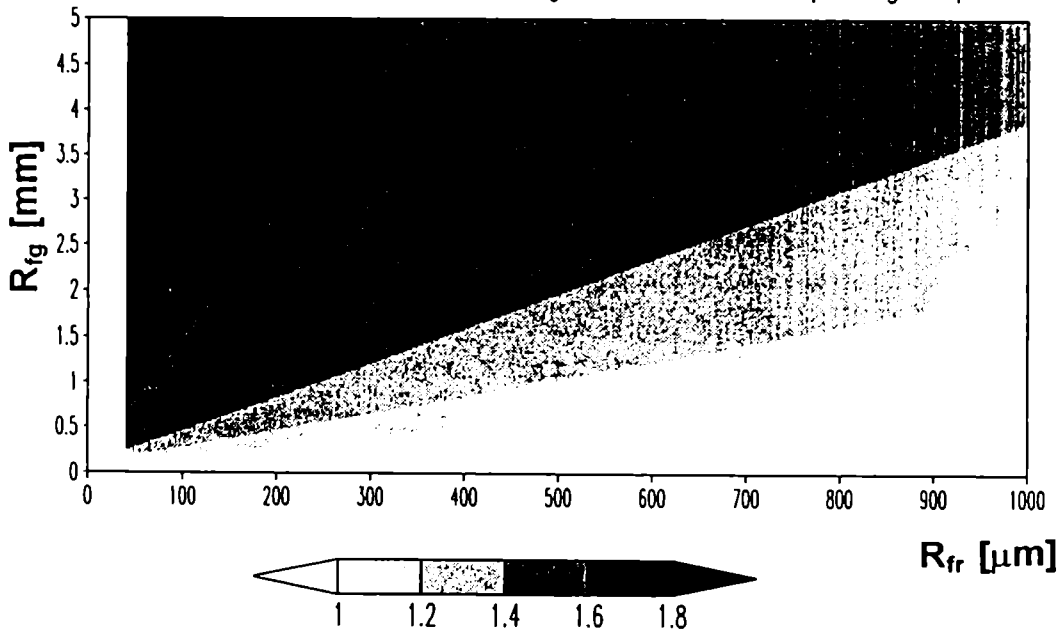
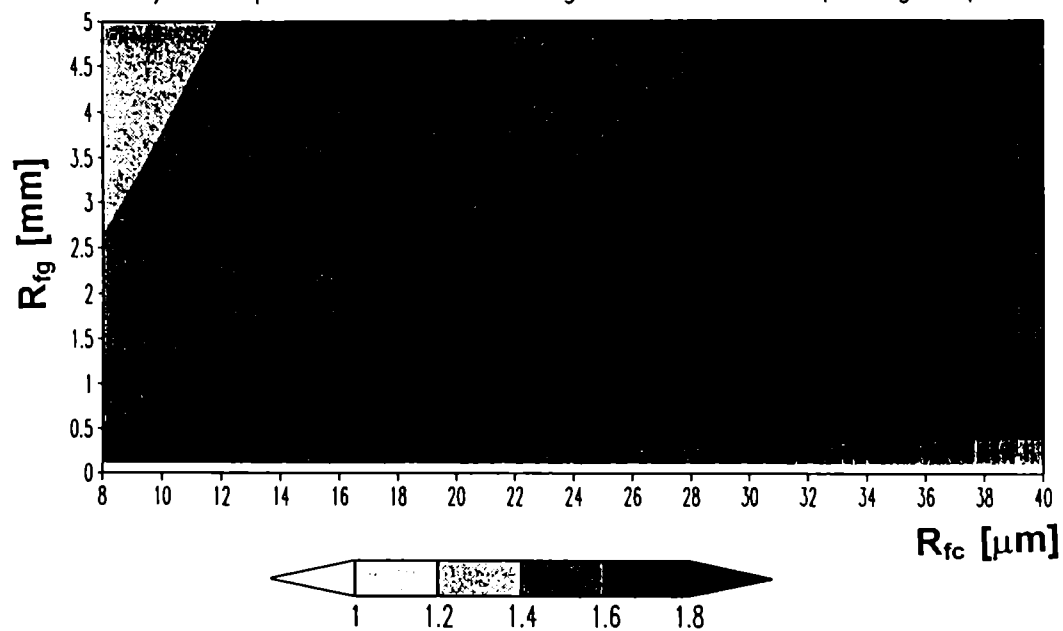


Figura 9.5: Ψ como función de los radios de masa media para $v_g = -0.94$, $v_r = -0.8$ y $v_c = 0$. a) graupel-nube, b) graupel-lluvia. Las abscisas para a) y b) son los valores de R_{fc} y R_{fr} , respectivamente (en micrones). Para ambas casos las ordenadas son los radios de masa media de graupel expresadas en milímetros.

a) Psi para acrecion de gotas de nube por graupel



b) Psi para acrecion de gotas de lluvia por graupel

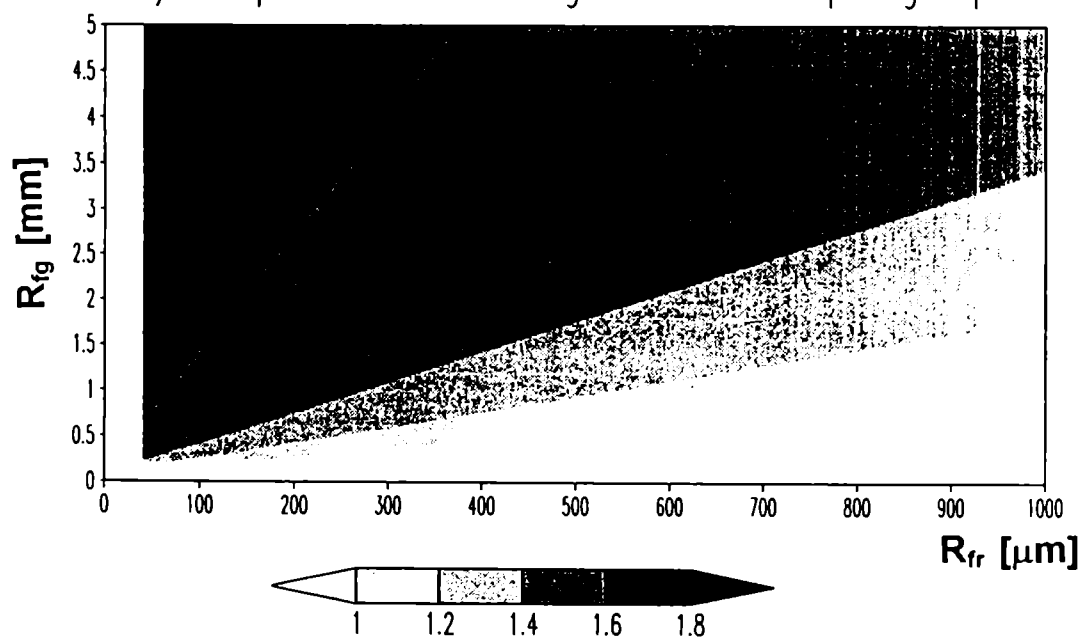
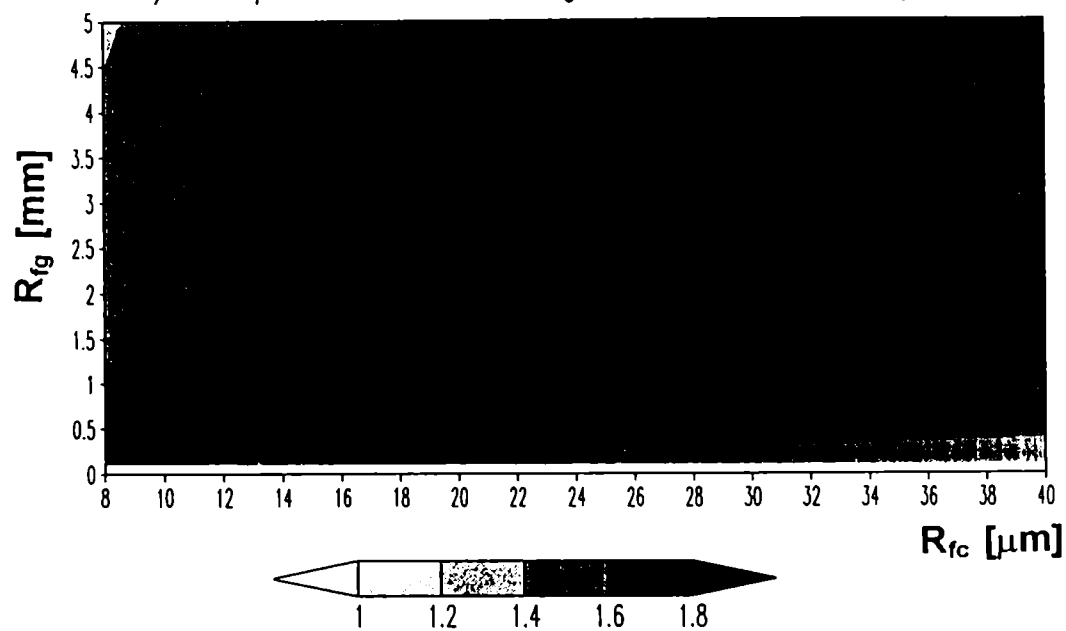


Figura 9.6: Idem figura 9.5 pero para cálculos realizados con $v_g = -0.97$.

a) Psi para acrecion de gotas de nube por graupel



b) Psi para acrecion de gotas de lluvia por graupel

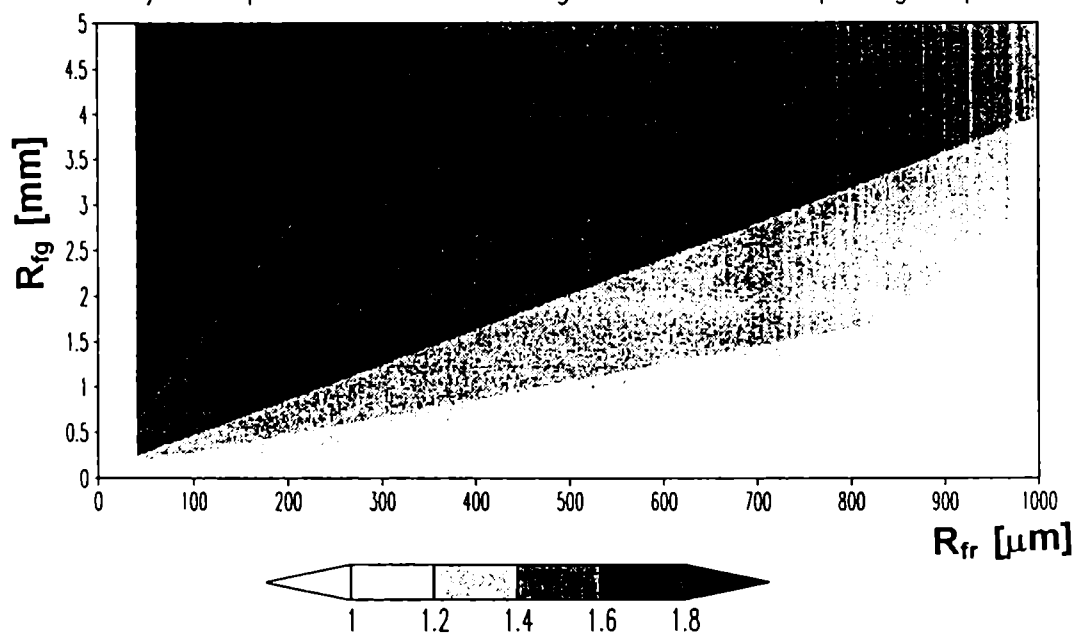


Figura 9.7: Idem figura 9.5 pero para cálculos realizados con $v_g = -0.9$.

9.2.2.2 ACRECIÓN DE GOTAS DE NUBE POR GOTAS DE LLUVIA

La acreción de gotas de nube por gotas de lluvia fue analizada de un modo muy similar al utilizado para la acreción de especies líquidas por graupel. El valor de Ψ fue numéricamente computado como una función de los radios de masa media de los espectros de gotas de lluvia y de nube (r_{lr} y r_{lc}) componiendo la ecuación estocástica correspondiente al caso de colisión de especies líquidas con la ec. (9.7).

Se realizaron experiencias variando los parámetros de ancho de ambos espectros líquidos. Sin embargo, no se expondrán estos resultados ya que mostraron una baja sensibilidad respecto a los parámetros de ancho. Por otro lado, como fuera antes mencionado, existe buena documentación observacional para la elección de los valores de v_c y v_r .

La figura 9.8a muestra los valores de Ψ para espectros caracterizados por diferentes radios de masa media, $v_r = -0.8$ y $v_c = 0$. En estos resultados pueden observarse dos diferencias con respecto a los casos analizados anteriormente:

- La dependencia de Ψ con el radio de masa media de la especie colectora no es importante, al menos para espectros de gotas de lluvia caracterizados por radios de masa media mayor que $150\mu\text{m}$.
- Existe una zona en la que dicha variable presenta valores superiores a 2. Esto último indicaría según la figura 9.4, que el esquema clásico subestimaría el cambio de la masa predominante respecto al esquema que la pronostica explícitamente revirtiendo el comportamiento observado para las restantes acreciones.

En la figura 9.8b (que es simplemente una ampliación de la figura 9.8a) puede observarse un comportamiento peculiar de Ψ cuando el radio de masa media del espectro de gotas de lluvia es menor que $150\mu\text{m}$. Este comportamiento parece estar inversamente ligado a la función eficiencia de colisión. Los mayores valores de esta variable ocurren en zonas en las cuales la eficiencia de colisión es menor. Contrariamente, los menores valores se presentan en zonas de eficiencia de colisión unitaria. Al respecto puede observarse que:

- La zona con valores de Ψ superiores a 2 se extiende hacia mayores valores de R_{ir} cuando el espectro de gotas de nube est caracterizado por una menor masa media de acuerdo con la reducción en la eficiencia de colisión.
- Por encima de aproximadamente $30\mu\text{m}$, la eficiencia de colisión aumenta sensiblemente mientras que Ψ comienza a disminuir restringiéndose dicha zona a menores valores de radios de masa media de gotas de lluvia.
- Bajos valores de Ψ similares a aquellos dentro del rango de R_{ir} mayor que $150\mu\text{m}$ son observados cuando los radios de masa media de ambos espectros es cercana a los $40\mu\text{m}$. Este último corresponde al caso de choque de gotas de similares tamaños a las que corresponde una eficiencia de colisión cercana a la unidad. Respecto a esto último cabe acotar que esto no contempla gotas de idénticos tamaños.
- Para gotas colectoras con radios por encima de los $200\mu\text{m}$ las eficiencias de colisión se hacen virtualmente independientes del tamaño de las gotas de nube y son muy cercanas a la unidad, lo que parece reflejarse también en la débil dependencia observada para Ψ respecto de R_{ic} para los mayores valores de R_{ir} .

Finalmente, cabe acotar que al igual que los otros casos de acreción analizados pueden esperarse discrepancias entre ambos modos de cálculo para la acreción de gotas de nube por gotas de lluvia. Basándose en el análisis expuesto en esta sección se puede concluir que:

- En las etapas iniciales del desarrollo de la nube el tratamiento clásico subestimaría la masa predominante del espectro de gotas de lluvia, dado que Ψ toma valores superiores a 2.
- En fases posteriores del desarrollo del espectro de gotas de lluvia, el radio de masa media de este espectro se encontrará entre los 150 y $1000\mu\text{m}$, siendo esté último un umbral rara vez superado. Dentro de este rango, los valores de Ψ se encuentran entre 1.6 y 2, lo que indica que el tratamiento que privilegia el pronóstico de las concentraciones numéricas sobrestimaría la masa predominante del espectro de lluvia.

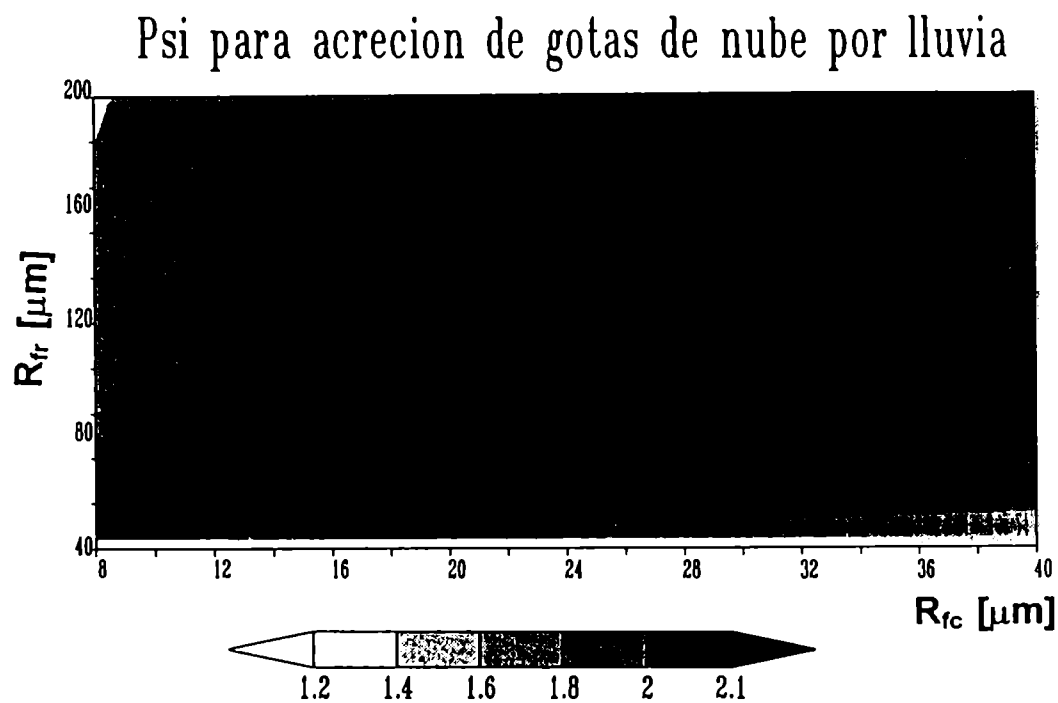
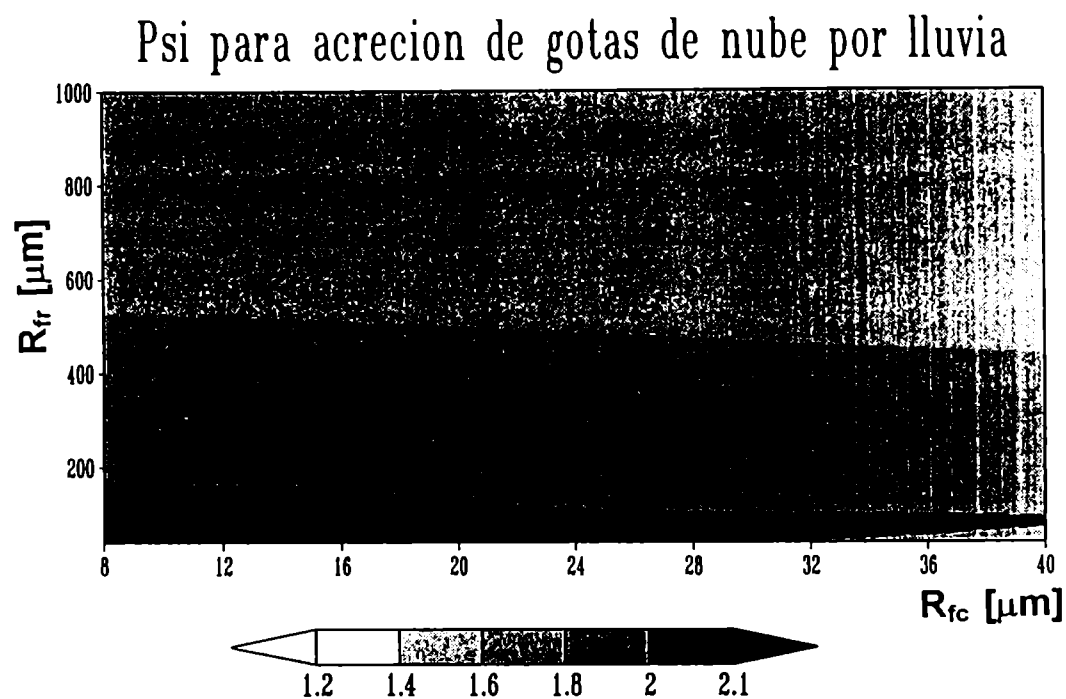


Figura 9.8: Ψ como función de los radios de masa media R_{fc} y R_{fr} expresados en micrones en las abscisas y las ordenadas, respectivamente

Capítulo 10

Evaluación del paquete microfísico.

Parte II:

*Experimentos realizados para casos
reales dentro de un marco cinemático.*

10.1 EXPERIMENTOS REALIZADOS

Durante el proyecto HaRP (Hawaiian Rainband Project) se estudiaron diversos aspectos de una serie de bandas de lluvia de poco desarrollo vertical. En ese proyecto se utilizaron radares Doppler del tipo dual para documentar la formación, evolución y estructura cinemática de bandas de lluvia ocurridas sobre las costas del archipiélago hawaiano.

Para una tormenta ocurrida el 10 de agosto de 1990 frente a las costas de la isla grande de Hawaii, se pudo documentar la evolución completa desde las primeras instancias de la formación hasta la total disipación de la nube. Este fue uno de los casos estudiados durante el 4º Coloquio Internacional de Modelado de Nubes (Clermont-Ferrand, 1996) debido a que representa uno de los mejor documentados en lo que respecta a la iniciación de lluvia cálida y a la evolución de un núcleo de alta reflectividad. En esa oportunidad esta tormenta fue modelada por Carrió y Nicolini (1996) y posteriormente se utilizó un modelo cinemático desarrollado por Szumowski y otros (1998b) para realizar dos experimentos: uno de ellos relativo a la evolución del núcleo de alta reflectividad y el segundo relacionado con la estructura microfísica de otra banda de lluvia (Carrió y Nicolini, 1999).

El mencionado modelo consiste en una reconstrucción cinemática basada en la información provista por radares Doppler que fue especialmente diseñada para la validación de paquetes microfísicos de lluvia cálida. Esta representa una herramienta eficiente para comparar el desempeño de un modelo microfísico sin las complejidades resultantes de las interacciones microfísico-dinámicas en un modelo dinámico de nube.

Los observadores nos proveyeron de un programa de computación que reproduce el campo de movimiento, la evolución de la corriente ascendente tanto en magnitud como en inclinación. Este programa permite su ensamblaje con el paquete microfísico y por lo tanto un tratamiento realista de la advección de las diferentes variables microfísicas y termodinámicas. Este fue empleado para la realización de dos experimentos cuyas características principales se detallan a continuación.

Experimento I: Se trató de evaluar la capacidad del esquema desarrollado para simular ciertas características observadas en el campo de reflectividades para el caso de la banda del 10 de agosto de 1990. Un especial énfasis se pone en la comparación entre las evoluciones observada y simuladas de la intensidad del núcleo de alta reflectividad. Para este último punto se realizaron

simulaciones paralelas para evaluar el desempeño de diferentes esquemas: el propuesto de dos momentos que privilegia la evaluación de la masa predominante, el de dos momentos de tipo clásico y el esquema de 1 momento utilizado en el modelo de Nicolini y Torres Brizuela (1999).

Experimento II: La banda del 10 de agosto de 1990 presentó muchas características en común con las otras bandas documentadas durante el proyecto HaRP. Sin embargo un caso en particular ocurrido el 23 de julio de 1985 mostró características extremadamente similares en lo que respecta a la evolución temporal, dimensiones espaciales y reflectividades de radar así como la altura de la inversión de los Alisios. Durante el proyecto JHWRP (Joint Hawaiian Warm Rain Project) se realizaron penetraciones con aeronaves instrumentadas durante las etapas de desarrollo y madurez de esta última celda, documentando su estructura microfísica.

Los observadores (Szumowski y otros, 1997 y 1998b) utilizaron un paralelo entre dichos casos para formular una teoría respecto a los mecanismos responsables de la presencia de gotas gigantes asociadas a las reflectividades de radar extraordinariamente altas para estas nubes convectivas de poco desarrollo vertical.

En este experimento se comparan las evoluciones simuladas y observadas tanto de la intensidad del núcleo de alta reflectividad como de su altitud para establecer las bases de un paralelo. Posteriormente se comparan características simuladas del espectro de gotas de lluvia con aquellas documentadas en vuelos a través del núcleo de alta reflectividad a medida que éste descendió.

Los resultados de las simulaciones de estos dos experimentos son descriptos en las siguientes secciones.

10.2 CASO DEL 10 DE AGOSTO DE 1990

10.2.1 OBSERVACIONES

En esta nube de sólo 3000m de profundidad se observaron reflectividades de radar extremadamente altas (59.7 dBZ). Los tiempos transcurridos entre la observación del primer eco de radar (-20 dBZ) hasta que la reflectividad de radar (Z) alcanza los 50 dBZ y su valor máximo son de 15 y 20 minutos, respectivamente. Según los observadores dichos tiempos fueron aproximadamente los mismos para todos los casos de bandas de lluvia documentadas durante el proyecto HaRP.

En la Figura 10.1. se muestra la ubicación relativa de la banda respecto a la gran isla de Hawaii así como un sondeo tomado por el Electra del NCAR corriente arriba respecto a la isla menos de una hora antes que se iniciara la convección (16:15 UTC).

A las 17:26 UTC se observa el primer eco de radar en la parte media de la nube a una altitud de aproximadamente 1700m. El máximo de reflectividad se mantuvo a esa altitud hasta que se alcanzó la máxima velocidad vertical a las 17:36 UTC.

A esta hora el valor máximo Z es de 36.6 dBZ, la divergencia cerca del tope de la nube es máxima y transporta gotas a través de los flujos de salida a los costados de la corriente ascendente, generando un patrón espacial de reflectividad con forma de hongo. Se observa también un fuerte gradiente vertical de Z en la zona superior de la nube asociado a gotas suspendidas en el tope de la corriente ascendente que, como fuera mencionado, a esta hora es máxima. A partir de las 17:36 UTC, la velocidad vertical comienza a decrecer y el núcleo de alta reflectividad desciende incrementando su intensidad. Entre las 17:38:30 y 17:41 UTC el patrón espacial observado en el momento de máxima velocidad vertical se disipa a medida que sedimentan las gotas de lluvia en las corrientes de salida a los costados de la ascendente. A las 17:46 UTC el núcleo de alta reflectividad alcanza una intensidad máxima de 59.7 dBZ variando poco hasta que éste llega a superficie poco después de las 17:51 UTC.

En la figura 10.2 se muestran las evoluciones de los campos observados de velocidad entre las 17:32 y las 17:51 UTC. La orientación de la corriente ascendente es casi vertical durante las etapas de desarrollo y madurez ya que el entorno está caracterizado por una cortante vertical muy débil. Sin embargo, durante la etapa de decaimiento muestra una leve inclinación y los campos de velocidades tienen patrones más asimétricos.

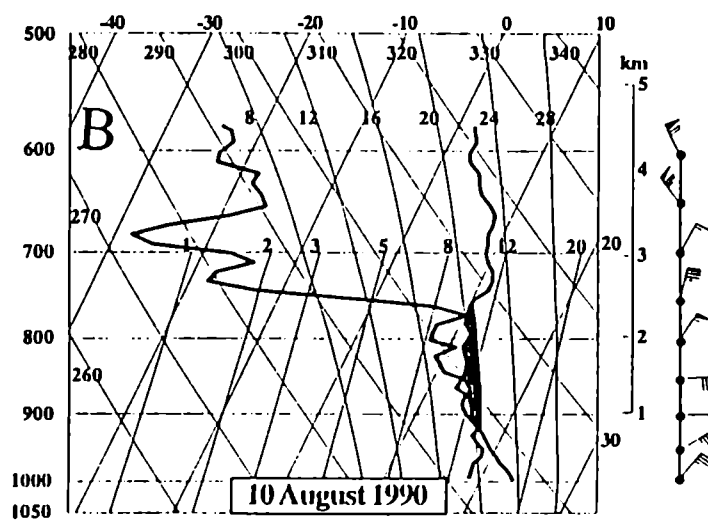
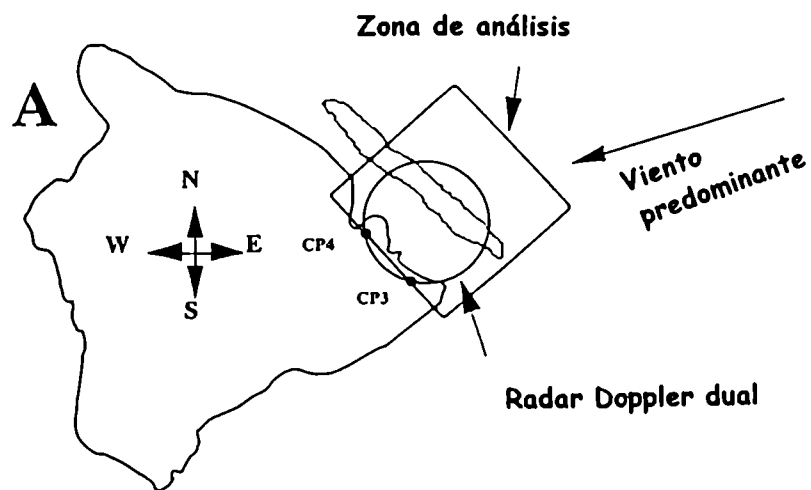
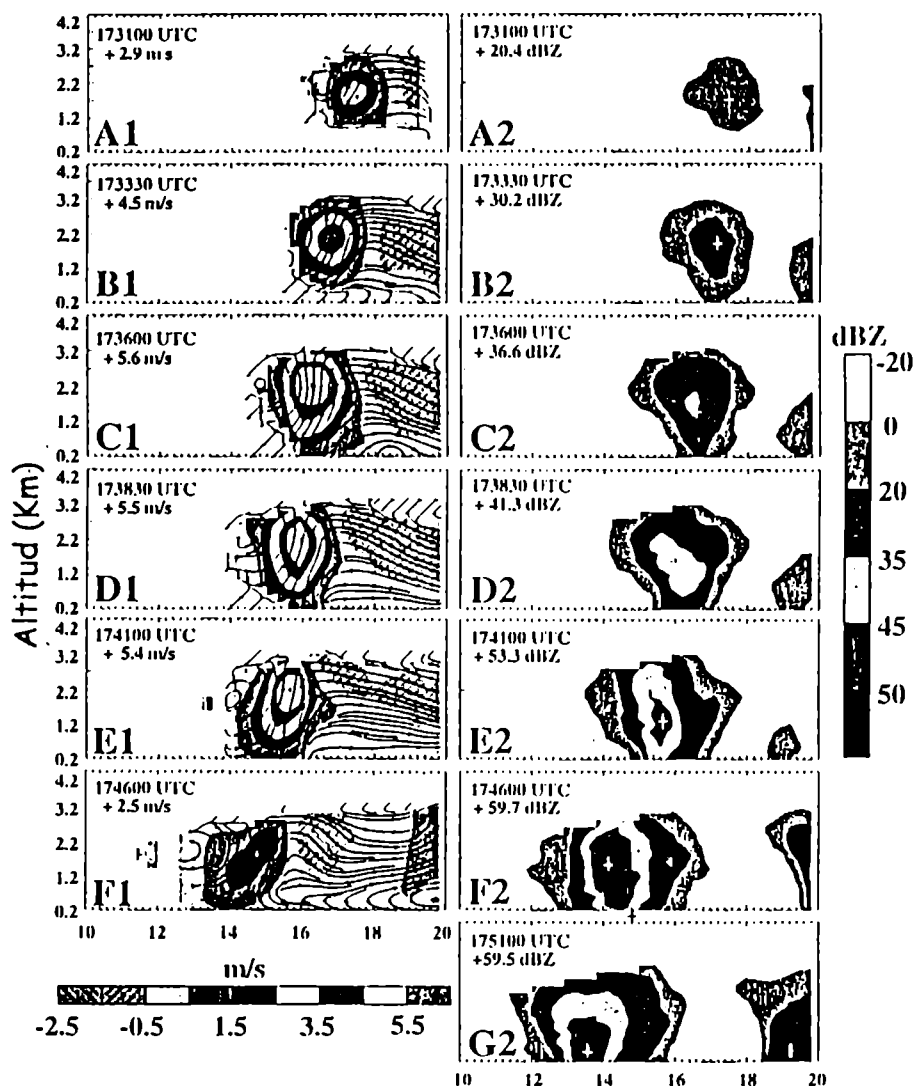


Figura 10.1: A) Ubicación de la banda respecto a la gran isla de Hawaii y las posiciones de los radares CP3 y CP4 así como la orientación del radar Doppler dual. B) Sondeo tomado por el NCAT Electra corriente arriba respecto a la isla a las 16:15 UTC.

Campo de movimiento y núcleo de alta reflectividad



Distancia horizontal en el plano normal a la línea (Km)

Figura 10.2: Evolución de los campos observados de velocidad y reflectividad de radar desde las 17:26 hasta las 17:51 UTC de 10 de agosto de 1990 (adaptada de Szumowski y otros, 1998b)

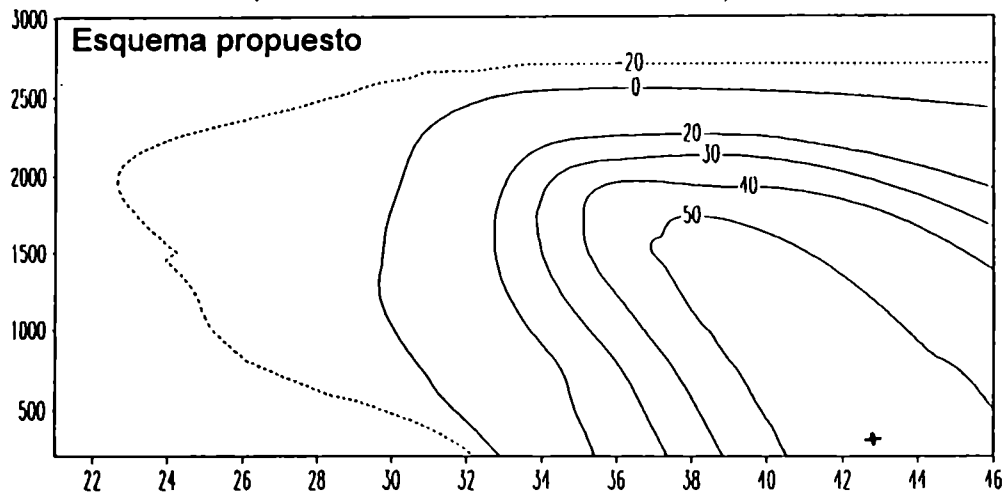
10.2.2 SIMULACION

Las simulaciones fueron realizadas dentro de un dominio bidimensional (contenido en un plano normal a la banda) de 3000m en la vertical y 9000m en la horizontal correspondiendo respectivamente 60 y 180 puntos de grilla. Como fuera sugerido por los autores del modelo cinemático, se utilizó un paso de tiempo de 3s para asegurar una buena descripción de la advección y sedimentación de las variables microfísicas. Las relaciones de mezcla y las concentraciones numéricas fueron sedimentadas independientemente teniendo en cuenta el flujo de masa y de partículas, respectivamente.

Varias características relativas la evolución de Z pueden ser comparadas utilizando la figura 10.3a en la que se grafica un corte vertical-temporal del valor máximo de Z simulado utilizando el esquema de dos momentos que predice las masas predominantes. En esta figura observarse que el máximo de reflectividad se origina y mantiene a una altitud similar a la observada (1700m) hasta el momento en que se alcanza la máxima velocidad vertical (17:36UTC). A esa hora se forma una zona de alto gradiente vertical de Z a niveles superiores de la nube que permanece entre 6 y 8 minutos y está asociada, según los observadores, a las gotas de lluvia suspendidas. Los tiempos necesarios para alcanzar 50 y aproximadamente 60dBZ (15 y 20 min) a partir de -20dBZ muestran muy buena concordancia con las observaciones. El máximo valor de Z simulado es de 58.7dBZ, levemente menor que el observado (59.7 dBZ).

La figura 10.3b es análoga a la 10.3a pero representa los resultados obtenidos utilizando el esquema de dos momentos de tipo clásico que fue programado en paralelo al propuesto. En esta figura pueden observarse, entre otras diferencias, un gradiente vertical de Z más débil cerca del tope de la nube cuando se alcanza la máxima velocidad vertical. Adicionalmente, puede observarse una rápida disipación de éste acompañada por un importante descenso de la reflectividad de radar simulada en niveles altos de la nube que no tienen correlación con las observaciones (ver figura 10.2). Ésta discrepancia está ligada a un decrecimiento de la masa predominante en niveles altos de la nube como claramente lo señala la figura 10.4 en la que se comparan los radios de masa predominante simulados según ambos modos de cálculo. La evolución del radio predominante simulada con el esquema de tipo clásico es totalmente análoga a la de Z es decir: un menor gradiente vertical para el momento en el que se alcanza la máxima velocidad vertical y, a partir de ese momento, un rápido descenso de los valores en niveles altos de la nube.

a) Reflectividad de radar simulada



b) Reflectividad de radar simulada

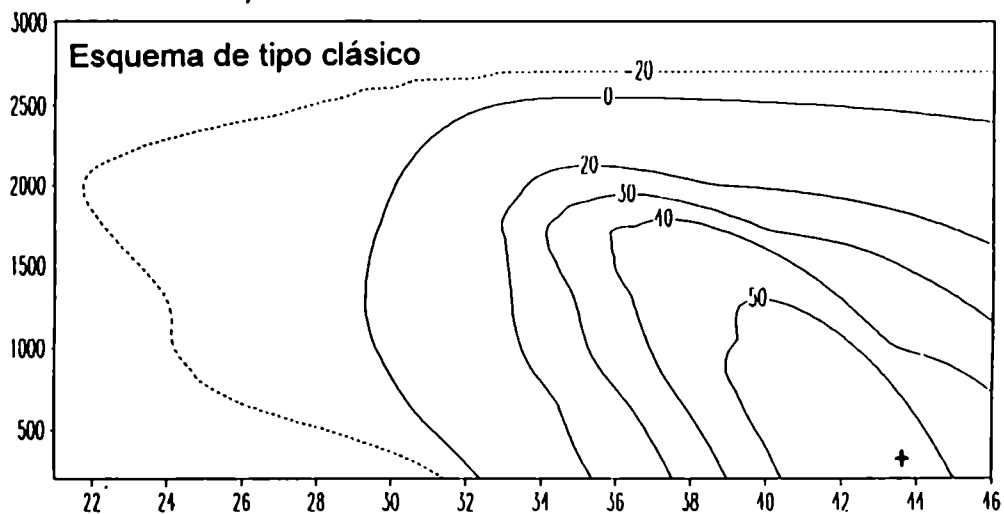
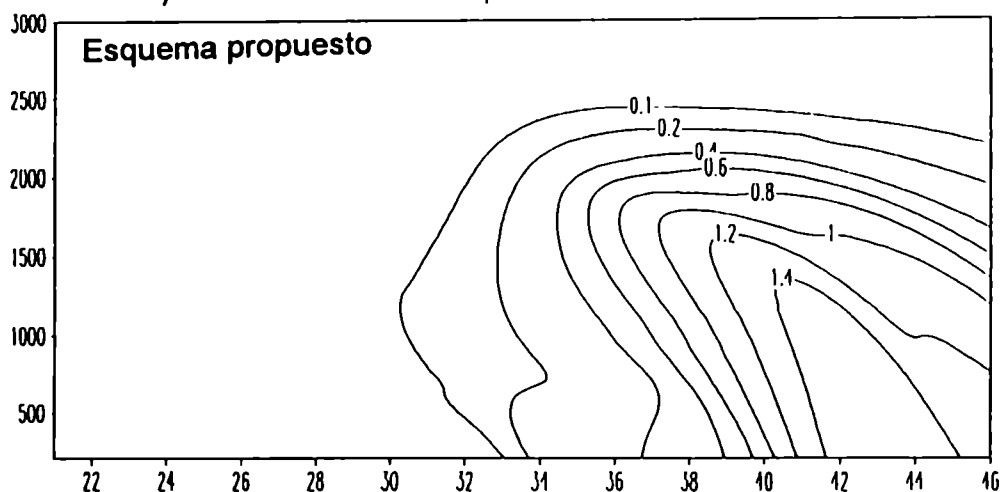


Figura 10.3: Corte vertical-temporal de los máximas de reflectividad de radar simulada desde las 17:21 hasta las 17:46 UTC. Las abscisas representan minutos luego de la hora 17:00 UTC y las ordenadas la altitud en metros. a) utilizando el esquema desarrollado y b) empleando el esquema del tipo clásico.

a) Radios de masa predominante simulados



b) Radios de masa predominante simulados

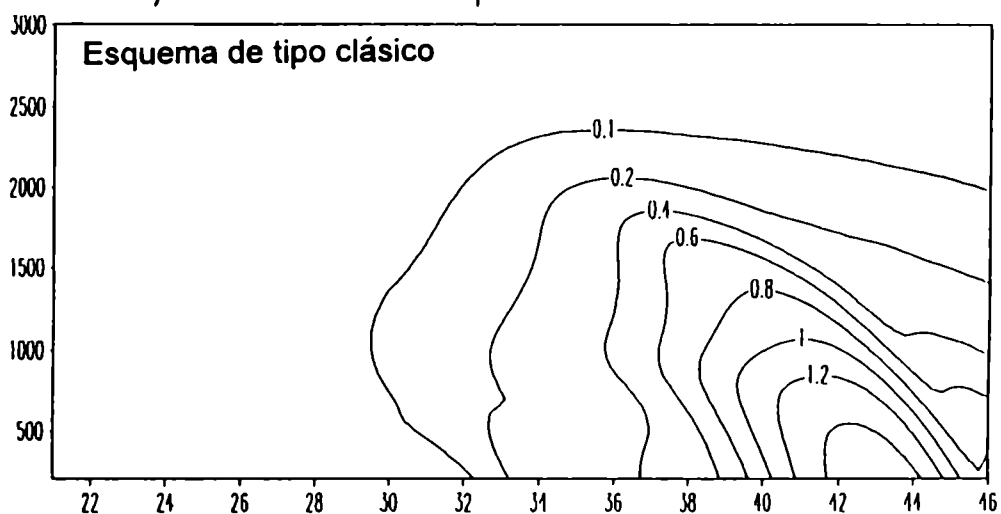


Figura 10.4: Corte vertical-temporal de los radios de masa predominante simulados desde las 17:21 hasta las 17:46 UTC. Las abscisas representan o minutos luego de la hora 17:00 UTC y las ordenadas la altitud en metros. a) utilizando el esquema desarrollado y b) empleando el esquema de tipo clásico.

Si consideramos que ambos modos de cálculo utilizan tratamientos de sedimentación idénticos y que la acreción siempre incrementa las masas, las discrepancias entre las observaciones y los resultados del tratamiento clásico sólo pueden ser producidas por la autoconversión.

En el esquema clásico, la inclusión de un gran número de gotas pequeñas en un espectro de gotas de lluvia ya desarrollado reduce artificialmente la masa predominante del espectro destino confirmando lo que fuera previsto en el análisis teórico expuesto en el capítulo anterior

La evolución de la intensidad del núcleo de alta reflectividad fue estudiada acoplando el modelo cinemático a ambos tratamientos microfísicos de dos momentos y adicionalmente al esquema utilizado por Nicolini y Torres Brizuela (1999) que sólo pronostica las relaciones de mezcla.

En la figura 10.5 se comparan las evoluciones simuladas de la reflectividad de radar para estos tres casos con la curva que corresponde a las observaciones. En esta figura puede verse que el esquema propuesto simula dicha evolución mucho mejor que las otras dos alternativas.

Si se utiliza el esquema que sólo predice las relaciones de mezcla, la evolución es notablemente más rápida y el máximo alcanzado es significativamente más alto (63.4dBZ). Las fuertes desviaciones del esquema utilizado por Nicolini y Torres Brizuela (1999) respecto a las observaciones pueden deberse por un lado a la sobrestimación de la concentración de gotas grandes en los espectros del tipo Marshall-Palmer (exponencial inversa), y por otro lado, a la típica sobrestimación de los procesos colectivos en esquemas de un momento.

El esquema de dos momentos de tipo clásico subestima las reflectividad de radar durante todo el período de intenso desarrollo, aunque claramente se acerca mucho más a las observaciones que el esquema de un sólo momento.

Finalmente, en la figura 10.6, se muestran los campos simulados de Z (utilizando el esquema propuesto) para las 17:36 y 17:41 UTC. Estos corresponderían a los campos observados ilustrados en los paneles C2 y E2 de la figura 10.2. En la figura 10.6a puede verse la formación del patrón espacial con forma de hongo ligada al transporte de gotas por las corrientes de salida en el momento de máxima divergencia en el tope de la nube. Mientras que la disipación de este patrón espacial asociado a la sedimentación de dichas gotas a los costados de la ascendente es clara en la figura 10.6b.

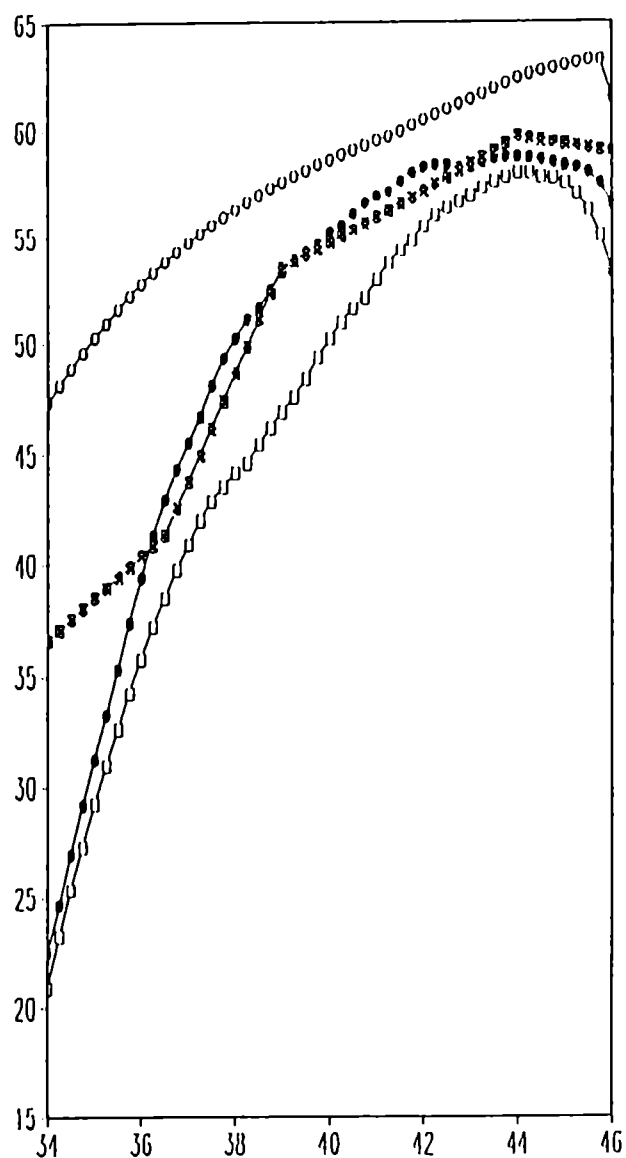


Figura 10.5: Comparación de la evolución temporal del máximo de reflectividad de radar durante el período de más intenso desarrollo. Cuadrados llenos denotan las observaciones y círculos llenos al esquema de dos momentos propuesto en esta Tesis. Los cuadrados vacíos corresponden al esquema de dos momentos de tipo clásico y los círculos vacíos al esquema de un momento. Las abscisas representan minutos después de las 17:00 UTC y las ordenadas la reflectividad en dBZ.

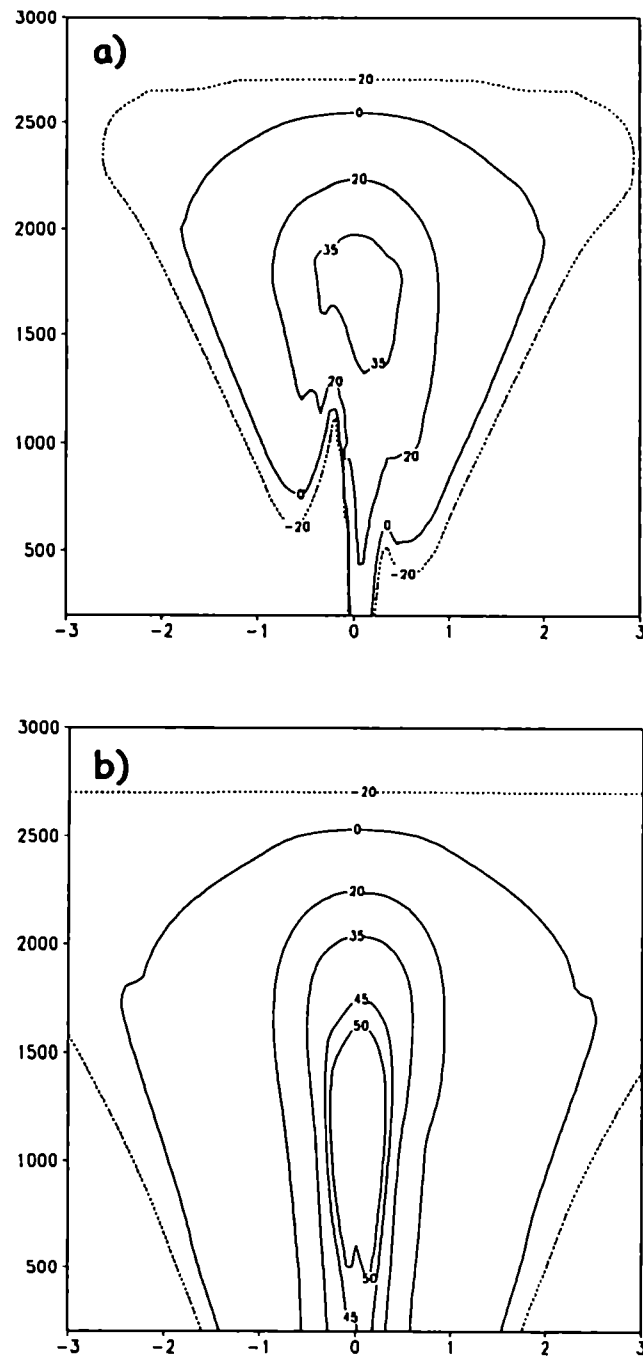


Figura 10.6: Campos de Z (dBZ) simulados para a) para el momento que se alcanza la máxima velocidad vertical y b) 5 minutos después. Las abscisas representan distancias en kilómetros desde el centro de la corriente ascendente y las ordenadas la altitud en metros.

10.3 CASO DEL 23 DE JULIO DE 1985

10.3.1 OBSERVACIONES

La estructura microfísica de esta celda fue documentada durante las etapas de desarrollo, madurez y disipación utilizando una aeronave equipada. El King Air de la Universidad de Wyoming realizó múltiples penetraciones a través del núcleo de alta reflectividad localizándolo a medida que éste descendía con un radar a bordo. En la figura 10.7 se muestra la trayectoria de vuelo del King Air así como el sondeo tomado por esta nave a las 16:20 UTC. En la figura 10.8 se presenta la información relativa a espectros de tamaños, velocidad vertical y el contenido de agua líquida por unidad de volumen recopilada en 9 vuelos.

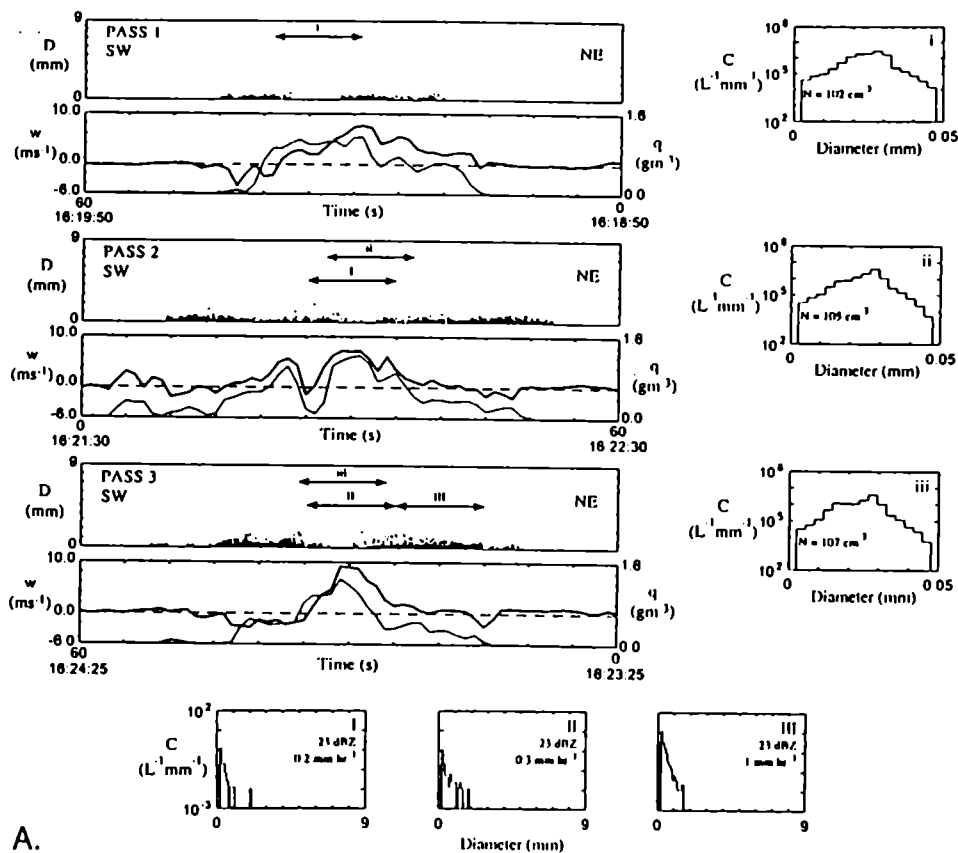
Las 4 primeras penetraciones corresponden al período en el que el núcleo de alta reflectividad permanece a una altitud de 1700m. Se observa que las más grandes gotas se concentran a los lados de la corriente ascendente y la mayoría resulta menor que 1 mm en diámetro. Las penetraciones 5,6 y 7 fueron realizadas altitudes de 1300, 900 y 400m siguiendo el descenso del núcleo luego de haber comenzado a decaer la intensidad de la ascendente. La última de esas penetraciones fue hecha por debajo de la base de nube.

En los primeros vuelos (1-4) puede observarse que las gotas más grandes estaban localizadas a los costados del núcleo de la ascendente. A medida que el núcleo desciende puede observarse que las gotas localizadas el centro de la corriente ascendente crecen considerablemente desplazando rápidamente los máximos hacia esa zona. En cambio, las gotas que descienden por las corrientes de salida no modifican considerablemente sus tamaños.

Durante la penetración 7 que corresponde al momento en que la máxima reflectividad se alcanza, se detectaron gotas de gran tamaño cuya mayoría tenía diámetros entre 2 y 4 mm, siendo predominante este último valor. Debido al proceso de ruptura colisional dichos tamaños son altamente infrecuentes, sin embargo, se documentó la presencia de una gota de un diámetro muy cercano a límite de ruptura espontánea (8.2mm).

Las penetraciones 8 y 9 corresponden al tiempo de llegada del núcleo de alta reflectividad a superficie y por lo tanto fueron realizados por encima de la posición del núcleo a 150m bajo la base de la nube,

A partir de esta información Szumowski y otros (1997 y 1998b) proponen una teoría para explicar la generación de gotas de gran tamaño que son responsables tan altos valores de Z en una nube de apenas 3000 m de profundidad.

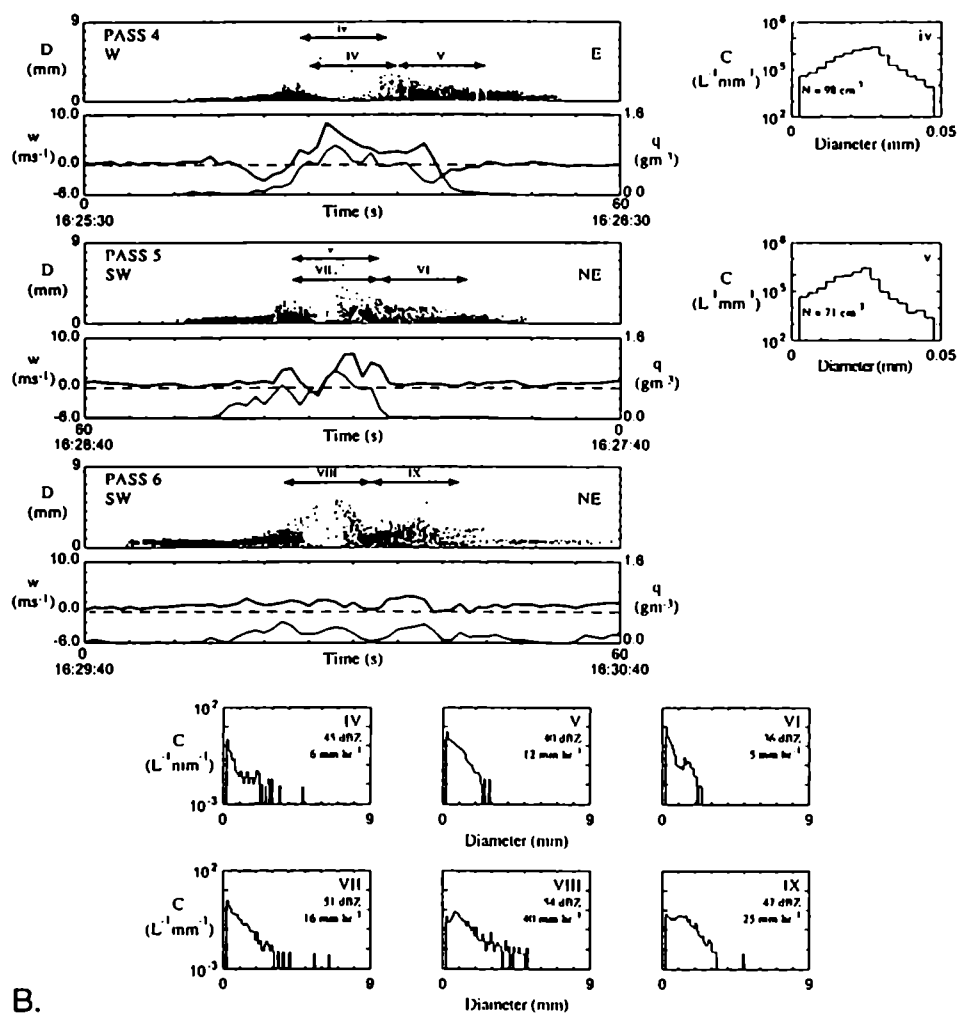


A.

Figura 10.8:A) Mediciones termodinámicas y microfísicas registradas durante las penetraciones 1, 2 y 3. El panel superior de cada penetración representa los diámetros de gotas de lluvia detectadas durante esa penetración. En los paneles inferiores de cada penetración se muestra el contenido de agua líquida y la velocidad vertical. A la derecha de la figura se muestran los espectros de gotas de nube promediados en las zonas indicadas por flechas. En la parte inferior de la figura se muestran espectros de gotas de lluvia promediados en las zonas indicadas por flechas (Reproducida de Szumowski y otros (1998b).

B) Idem A) pero para penetraciones 4, 5 y 6.

C) Idem A) pero para penetraciones , 7,8 y 9.



B.

Figura 10.8:CONTINUACION, B.

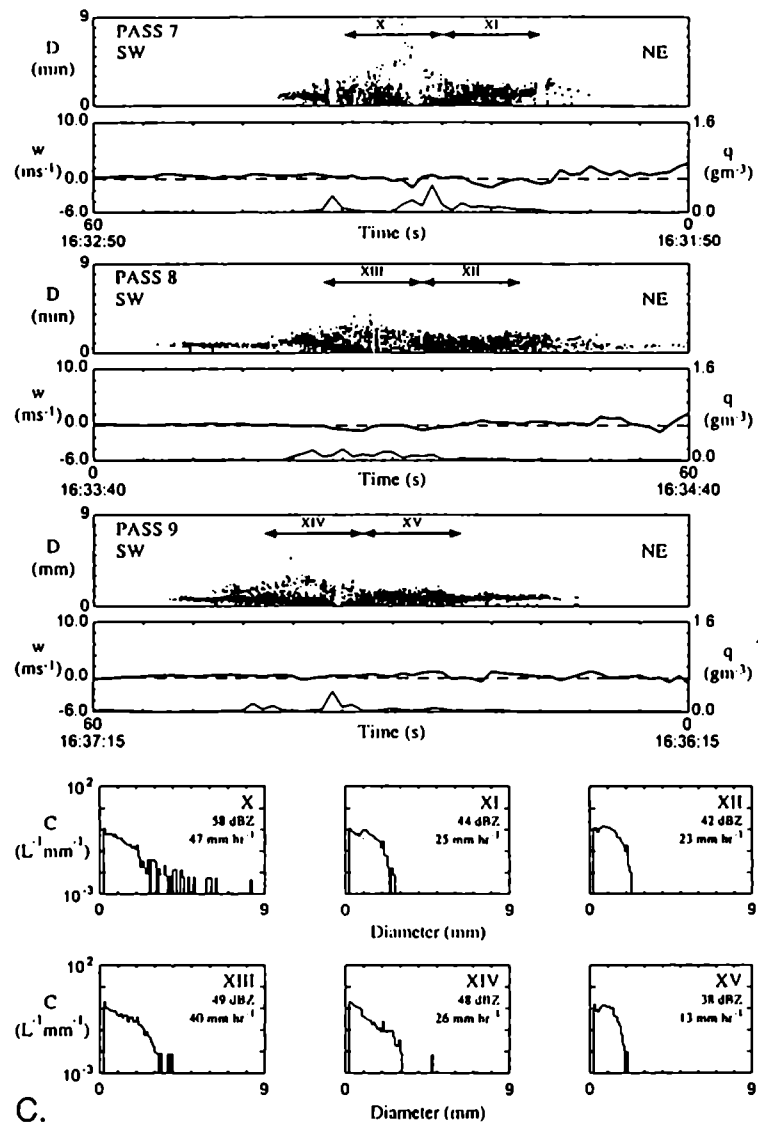


Figura 10.8:CONTINUACION, C.

En una primera etapa, habría gotas de lluvia de entre 1 y 2 mm suspendidas cerca del tope de la nube durante el período en que el núcleo de alta reflectividad se mantiene a 1700m. Luego, cuando se debilita la ascendente, las gotas caerían a través de ésta debido a su leve inclinación creciendo por acreción de una gran cantidad de gotas pequeñas. Dada esa relación de tamaños, la probabilidad de que una colisión genere una ruptura es mínima explicando el porqué de la presencia de gotas gigantes que se concentran en una estrecha zona de menos de 500m en la horizontal. Por el contrario, dentro de las corrientes de salida a los costados de la ascendente, las colisiones de gotas con tamaños similares serían frecuentes y el desplazamiento del espectro hacia mayores tamaños sería frenado por el mecanismo de ruptura colisional.

10.3.2 SIMULACIÓN

La extensión del dominio de simulación así como el paso de tiempo son los mismos que los utilizados para el caso del 10 de agosto de 1990, aunque naturalmente se empleó el sondeo tomado por el King Air minutos antes de realizar las penetraciones (ver figura 10.7b).

El modelado de este caso consta de dos fases:

- 1) Simulación de la evolución temporal del núcleo de alta reflectividad tanto en lo que respecta a su intensidad como a su posición en la vertical.
- 2) Modelado de las masas predominantes para los tiempos y niveles en los que los vuelos del King Air fueron realizados.

Respecto a la primera fase, las evoluciones modeladas del máximo de Z y su correspondiente altitud son comparadas con las observadas en la figura 10.9. Siguiendo una sugerencia de Szumowski (1999, comunicación personal), estas curvas fueron superpuestas de modo tal que sean coincidentes los tiempos para los cuales las velocidades verticales simulada y observada alcanzan sus correspondientes valores máximos. En esta figura puede observarse que hay una concordancia bastante buena entre las observaciones y la simulación tanto para la intensidad como para la posición vertical del máximo. Esto último permite establecer un paralelo entre la información recopilada durante

diferentes penetraciones del King Air y características simuladas del espectro de gotas de lluvia par los correspondientes niveles y tiempos.

En la figura 10.10, se muestran secciones transversales de los diámetros de masa predominante para cuatro diferentes tiempos y sus correspondientes altitudes. Las diferentes curvas representan "*vuelos virtuales*" que corresponden a las horas 10:23, 16:28, 16:30 y 16:33 UTC y a las altitudes de 1700, 1300, 900 y 400m, respectivamente.

La primera curva correspondería a la penetración 2 de la figura 10.8 y sería representativa de la etapa inicial en la que las gotas están suspendidas en el tope de la ascendente. Esta curva muestra dos máximos localizados a los lados del núcleo de la ascendente asociados a las gotas que son transportadas hacia los costados por el flujo divergente en el tope de la nube

Las otras curvas que corresponderían a las penetraciones 5, 6 y 7, muestran como los mayores tamaños tienden a ubicarse en el centro a medida que las gotas previamente suspendidas caen a través de la ascendente virtualmente vertical.

El diámetro de masa predominante simulada alcanza un valor máximo de 3.5mm muy similar al que fuera observado como predominante (4mm). Adicionalmente, éste ocurre en el momento en que se alcanza el máximo maximorum de la reflectividad de Z simulada (17:33 UTC) y las mayores gotas estén confinadas a una estrecha zona horizontal de menos de 500m. Estos tres aspectos exhiben una muy buena correlación con las observaciones.

Dentro del marco de este esquema parametrizado las gotas que caen a través de la ascendente crecerían por acreción mientras que aquellas en las corrientes de salida lo harían por autocollección. Por lo tanto las primeras, a diferencia de las segundas, no se ven limitadas en su crecimiento por el proceso de ruptura colisional.

La simulación del caso del 23 de julio de 1985 no estuvo centrada en la comparación del desempeño del esquema propuesto respecto al de tipo clásico. Sin embargo, creemos que cabe mencionar el hecho de que si se utiliza este último tratamiento los mayores tamaños tienden a estar localizados en el centro de la ascendente desde etapas más tempranas del desarrollo de la nube y los máximos valores alcanzados resultan menores.

Los resultados aquí expuestos sugieren que el esquema propuesto es capaz de reproducir el mecanismo por el cual valores excepcionalmente altos de Z pueden ocurrir en estas nubes estivales de poco desarrollo vertical.

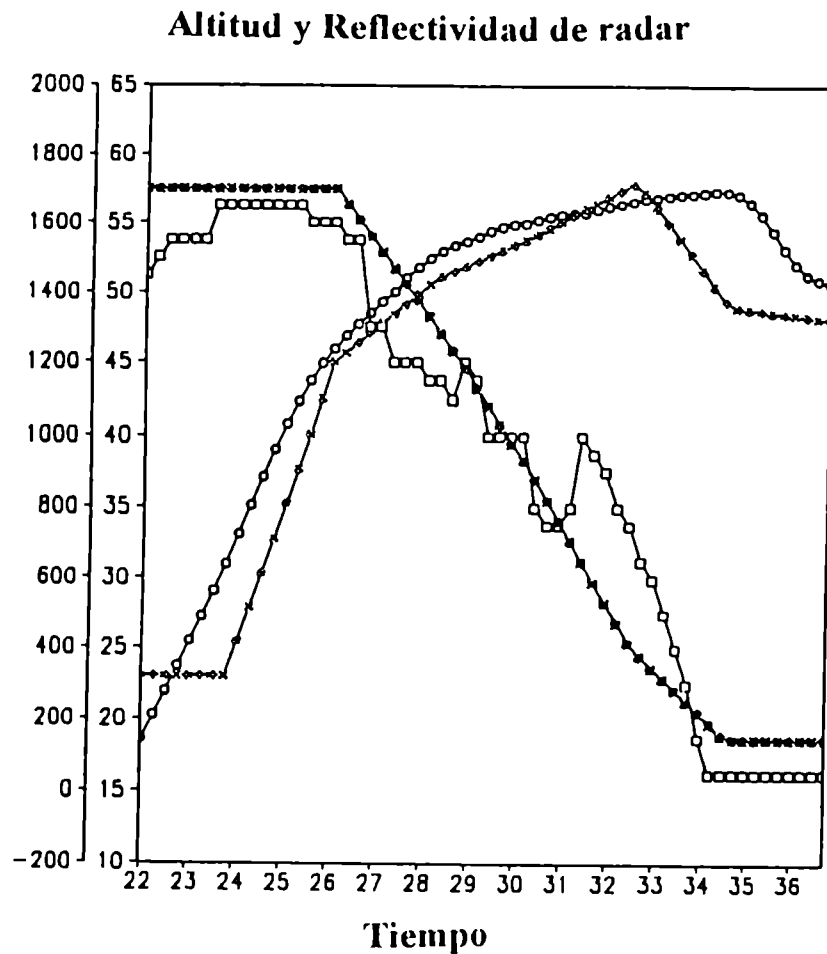


Figura 10.9: Comparación de la evoluciones temporales de la intensidad del máximo de reflectividad de radar y su altitud durante el período de más intenso desarrollo del caso 23 de julio de 1985. Los círculos denotan las reflectividades de radar (dBZ) y los cuadrados la altitud en metros. Los símbolos llenos y vacíos denotan observaciones y simulaciones, respectivamente. Las abscisas representan minutos después de las 16:00 UTC.

Diámetros de masa predominante

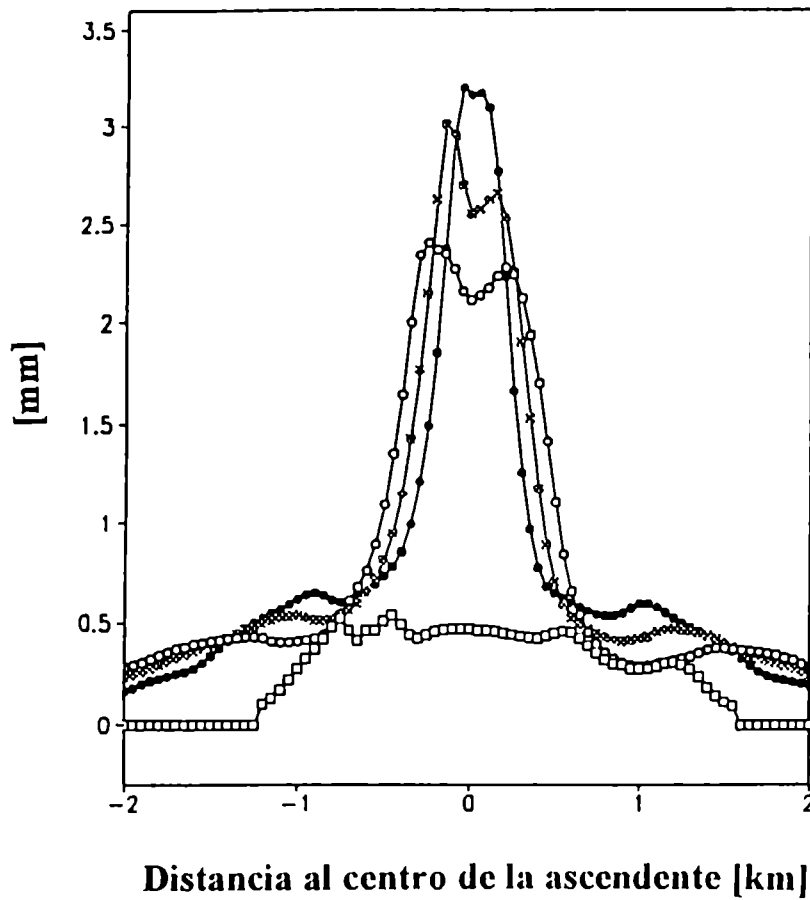


Figura 10.10: Cortes horizontales de los diámetros de masa predominante simulados. Los cuadrados vacíos corresponden a las 16:23 UTC y una altitud de 1700m, los círculos vacíos a las 16:28 UTC y 1300m, los cuadrados llenos a las 16:30 UTC y 900m, y los círculos llenos a las 16:33 UTC y 400m de altitud.

Capítulo 11

Evaluación del paquete microfísico.

Parte III:

*Experimentos realizados para un caso
real dentro de un marco dinámico.*

11.1 BREVE DESCRIPCIÓN DE UN ESTUDIO PREVIO

La tormenta se desarrolló en la provincia de Buenos Aires entre las 10:30 y 11:00 de la mañana del 10 de mayo de 1993 produciendo importantes daños en una franja de 8km entre el casco de la ciudad de General Rodríguez y el barrio Villa San Martín. Según el diario *Clarín* más de 1000 casas de barrios humildes fueron destruidas por el viento y el granizo en las localidades de Almirante Brown, Los Viveros, La Fraternidad, el Barrio Villa San Martín y General Rodríguez. En esta última localidad a 45km de la ciudad de Buenos Aires, los mayores daños fueron producidos por la caída de granizos del tamaño de una pelota de tenis llegando algunos a los 200g.

Torres Brizuela y Nicolini (1996) estudiaron este caso debido a la severidad de la precipitación de granizo, empleando el mismo modelo dinámico en el que el nuevo paquete microfísico fue incluido. En la figura 11.1 se muestra el sondeo de Ezeiza (12:00 UTC) que fue considerado como representativo del entorno previo a la tormenta para dicho estudio.

A continuación se resumen los principales resultados obtenidos por los mencionados autores utilizando un paquete microfísico que sólo tiene las relaciones de mezcla como variables de pronóstico (muy similar al de Lord, 1984).

La evolución del máximo de la corriente ascendente es muy rápida, alcanzando el valor máximo dentro de los primeros 15 minutos de simulación. Las descendentes superan los 10m/s y su máximo valor se alcanza aproximadamente un minuto después del correspondiente a la máxima velocidad vertical. Consistentemente con la naturaleza de esta tormenta el valor extremo simulado de la relación de mezcla de la especie graupel resultó elevado (3.7g/Kg). Este máximo se alcanza luego de 20 minutos de simulación a una altitud de 3.9km. Como puede verse en la figura 11.2b que muestra las evoluciones modeladas de las relaciones de mezcla de las especies sólidas, Q_g predomina entre estas especies. Luego de alcanzado el máximo, la relación de mezcla de graupel decrece mientras la relación de mezcla de lluvia crece drásticamente indicando que la disminución de la primera está asociada al proceso de fusión (ver figura 11.2a). A pesar del alto valor de Q_g alcanzado, la llegada de partículas de esta especie a superficie no pudo ser simulada manteniéndose el valor de esta variable por debajo de los 0.01g/Kg. Esto puede observarse en las figuras 11.3 a y b en las que se muestran cortes verticales de Q_g para el momento en que se alcanza el máximo y 3 minutos después, respectivamente.

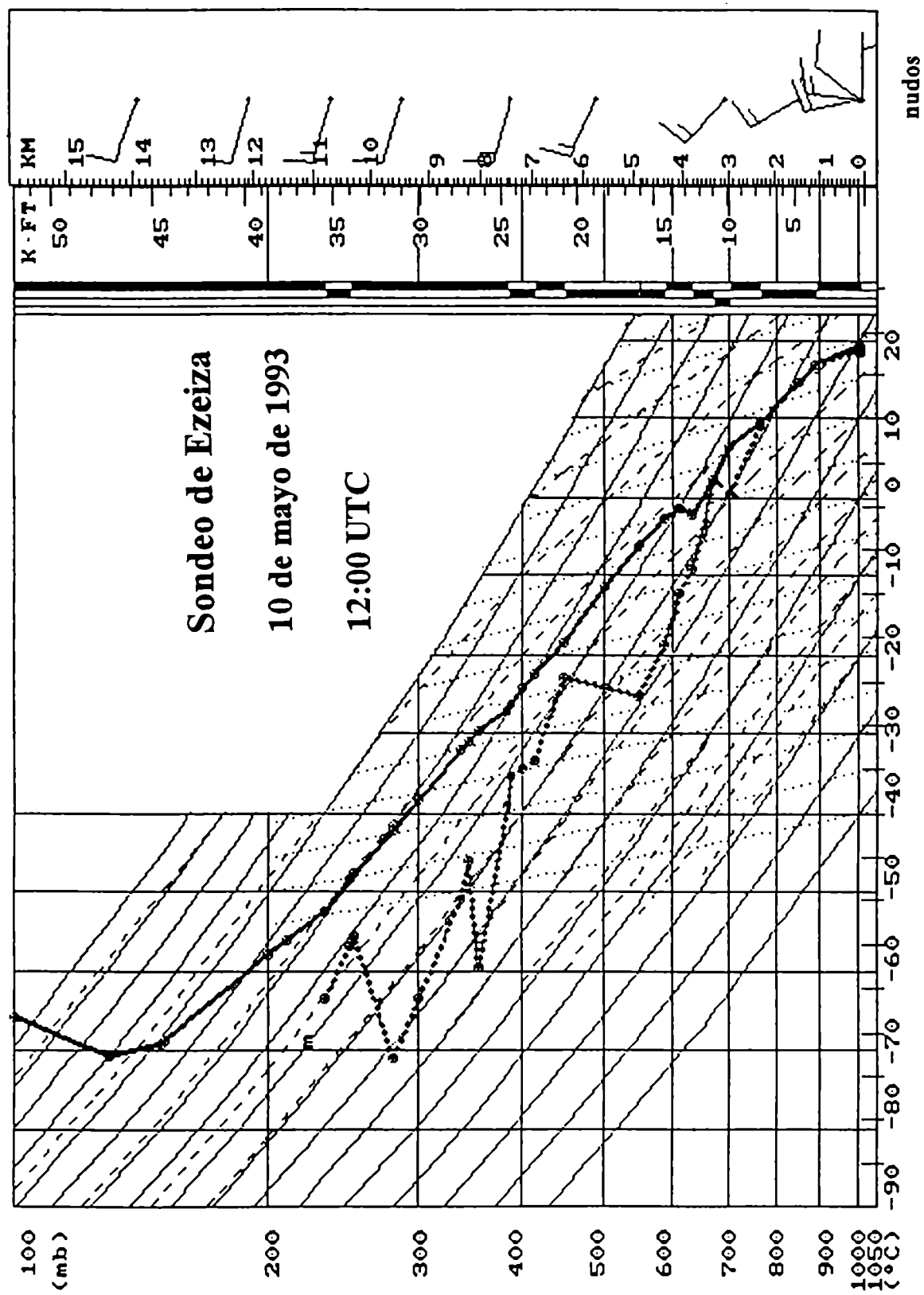
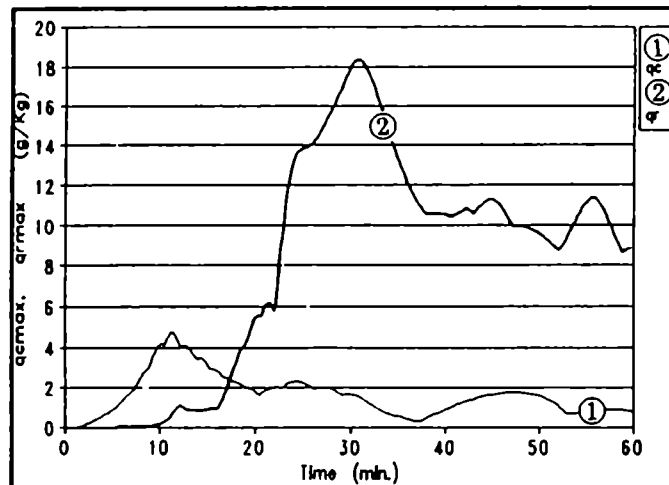


Figura 11.1 Sondeo de Ezeiza de las 12:00 UTC del 10 de mayo de 1993 (utilizado para realizar las simulaciones).

a) Evolución de las especies líquidas, esquema de un momento.



b) Evolución de las especies sólidas, esquema de un momento.

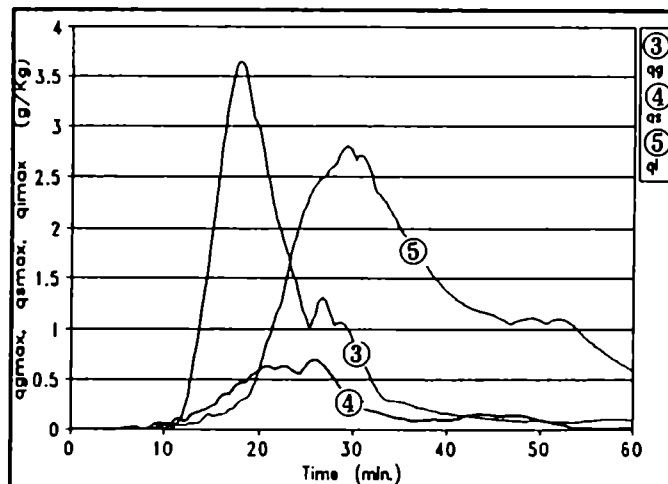
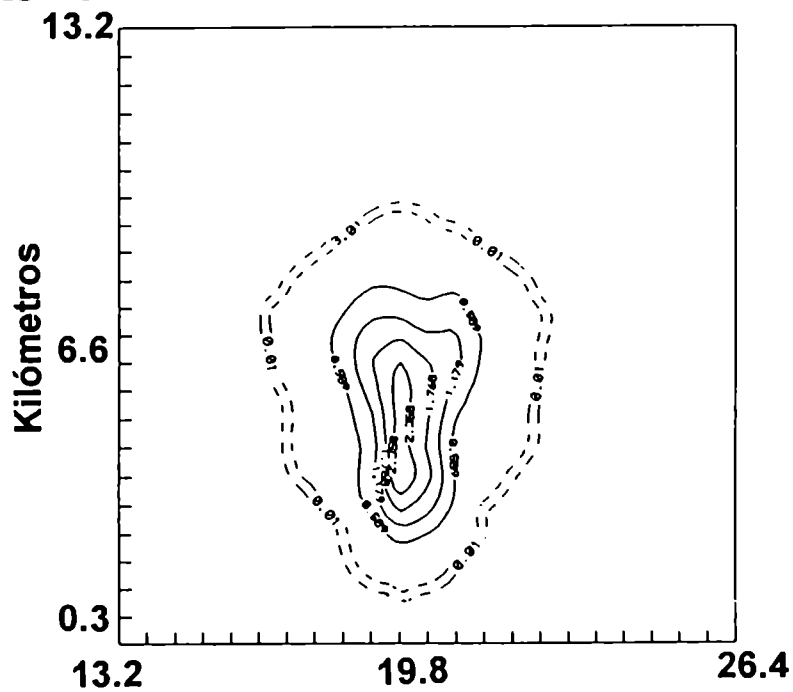


Figura 11.2 Evoluciones de las relaciones de mezcla de las diferentes especies utilizando el paquete microfísico de un sólo momento. a) Evoluciones de especies líquidas. b) Evoluciones de las especies sólidas. Adaptadas de Torres Brizuela y Nicolini (1996).

a) Q_g [g/Kg] en el minuto 20, esquema de un momento.



b) Q_g [g/Kg] en el minuto 23, esquema de un momento.

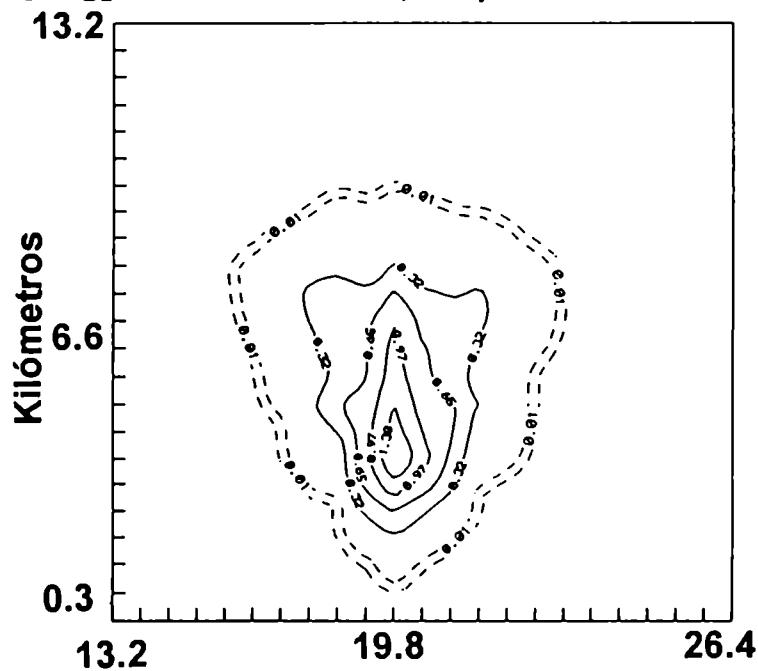


Figura 11.3 Cortes verticales de la relación de mezcla de la especie graupel graupel utilizando el paquete microfísico de un sólo grado de libertad. a) Para el momento en que se alcanza el máximo valor de Q_g . b) Tres minutos después. Adaptadas de Torres Brizuela y Nicolini (1996).

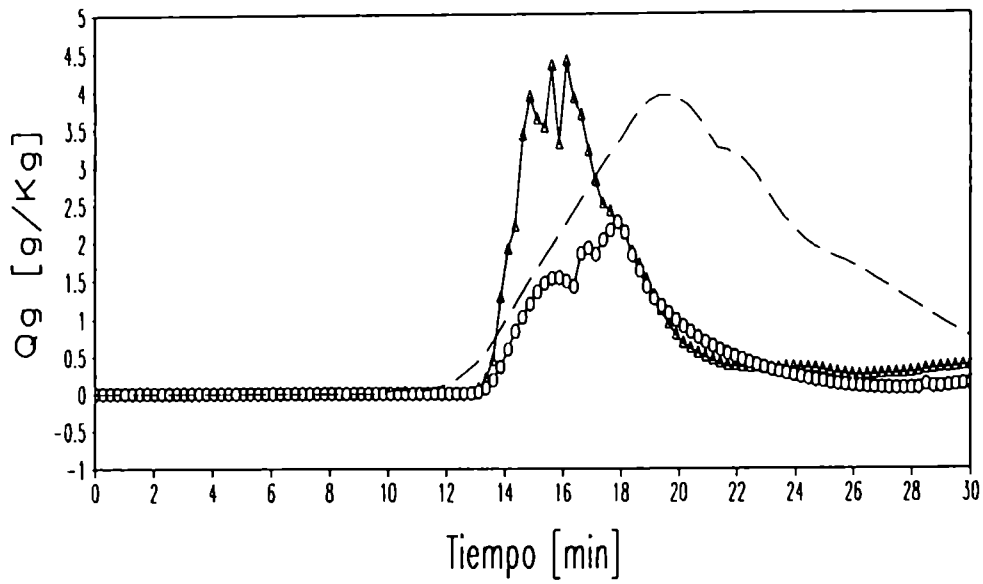
11.2 SIMULACIÓN

Las simulaciones fueron realizadas dentro de un dominio bidimensional de 15600m en la vertical y 39000m en la horizontal. Se utilizó un espaciamiento uniforme de los puntos de grilla de 600m, tanto en la horizontal como en la vertical. El modelo dinámico fue inicializado con una perturbación térmica entre los 1800 y 3900m de altitud, centrada en la horizontal y con un valor máximo de 1°C. Las condiciones de la simulación, ya sea en lo que respecta a las dimensiones del dominio, la resolución espacial o las características de la perturbación térmica son muy similares a las utilizadas por Torres Brizuela y Nicolini (1996). Sin embargo, un paso de tiempo de 5s se utilizó en lugar de los 10s empleados por estos autores. Esto es requerido por el esquema de nucleación de la fase líquida y por el tratamiento de la sedimentación.

La figura 11.4 compara las evoluciones de los máximos de Q_0 en todo el dominio y del valor correspondiente a superficie utilizando el esquema de Lord (1984), y los paquetes microfísicos de dos momentos propuesto y el de tipo clásico que fue programado en paralelo. En la figura 11.4a puede verse que ambos tratamientos de dos momentos muestran evoluciones más rápidas. El esquema propuesto genera el mayor valor de relación de mezcla de graupel (4.5g/Kg), seguido por el tratamiento de 1 momento (3.7g/Kg) y por el esquema clásico con un valor substancialmente menor (≈ 2.5 g/Kg). En la figura 11.4b se observa que, a diferencia de los otros dos esquemas, el tratamiento de un momento no logra simular la llegada a superficie del granizo. Puede verse que, aún cuando los valores de superficie del esquema propuesto son mayores, la diferencia entre los dos esquemas de dos momentos no es tan importante.

La figura 11.5 compara las evoluciones de las ascendentes y descendentes simuladas por los tres paquetes microfísicos. Los valores extremos de las velocidades ascendentes y descendentes son comparables y ocurren en tiempos de simulación similares. Las ascendentes máximas son levemente mayores para los esquemas de dos momentos los que muestran un comportamiento casi idéntico durante los primeros 20 minutos que corresponderían a las etapas de desarrollo y madurez de la nube. Sin embargo, las velocidades ascendentes del propuesto son menores durante la etapa de disipación. Estas diferencias mayores que 4m/s entre ambos esquemas de dos momentos representan uno de los factores por los cuales el granizo llega a superficie antes para el esquema propuesto. Cabe notar que las intensidades de las ascendentes del tratamiento de un momento y del esquema propuesto son muy parecidas durante el período de decaimiento.

a) Evolución del máximos de Qg



a) Valores de Qg simulados para el primer nivel

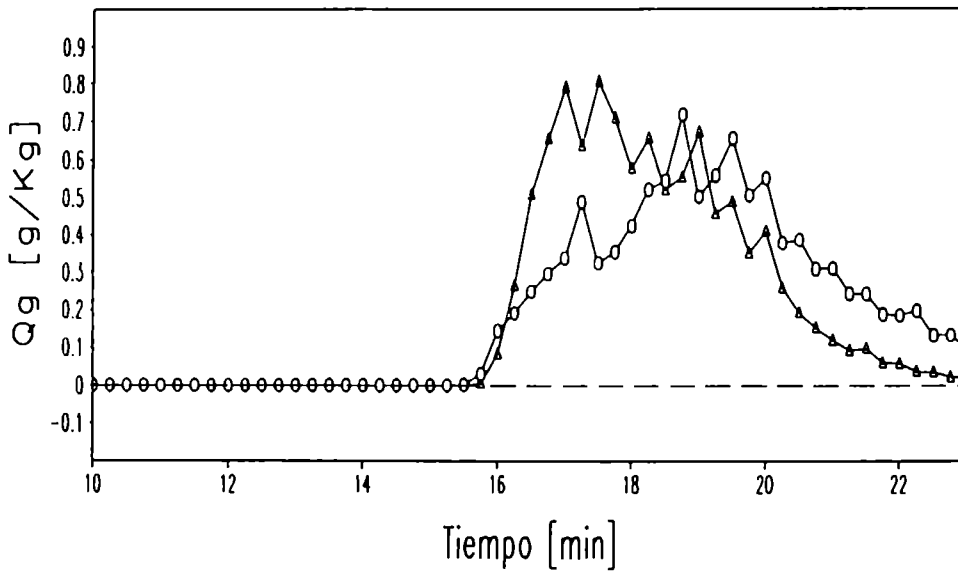


Figura 11.4 a) Evolución del máximo de relación de mezcla de graupel. b) Evolución de la relación de mezcla de graupel en superficie. Los triángulos denotan al tratamiento propuesto, los círculos vacíos al esquema de tipo clásico y la línea de trazos al modelo de un momento.

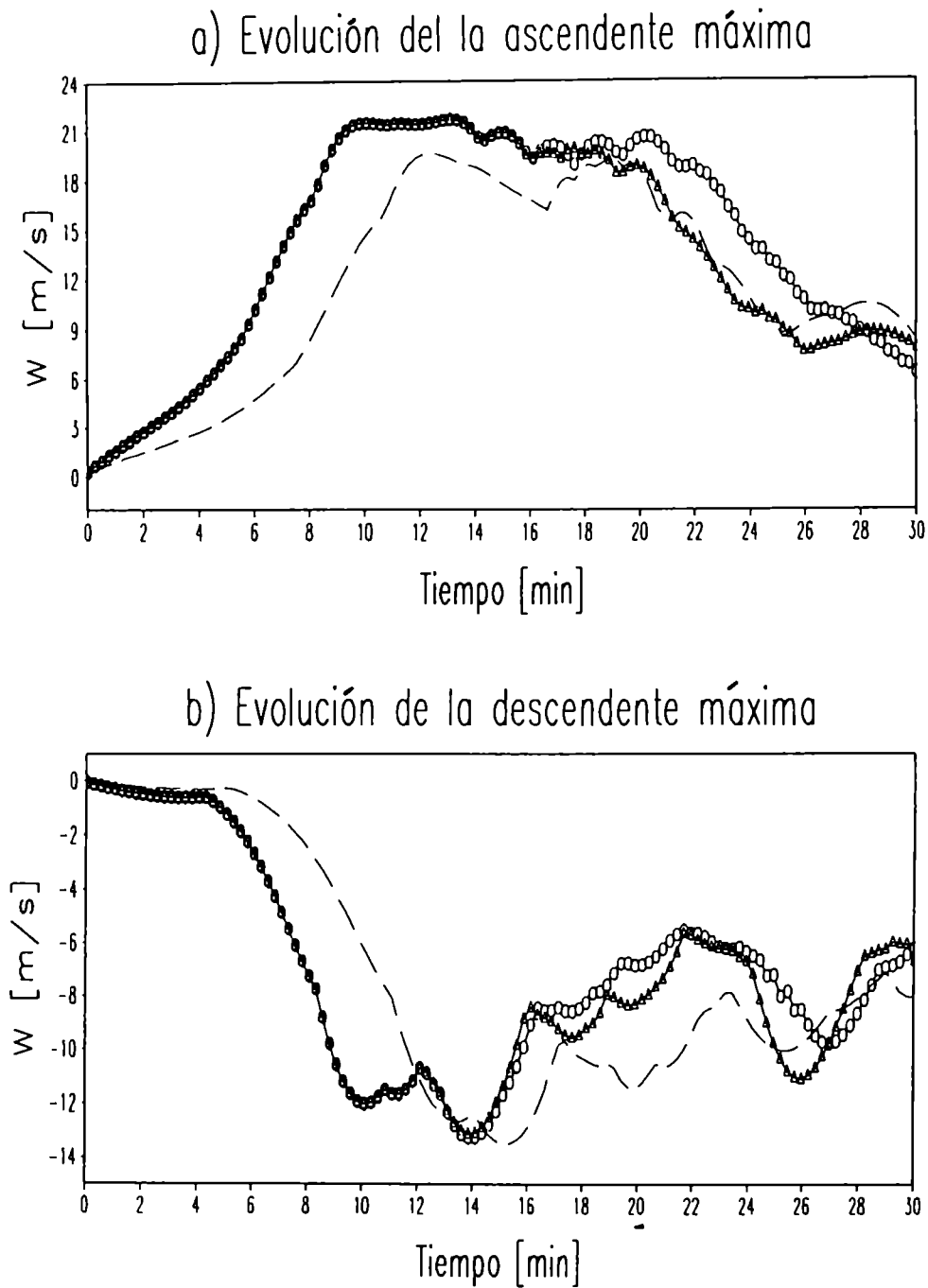


Figura 11.5 Evolución de las velocidades verticales máximas. a) Ascendentes. b) Descendentes. Los triángulos denotan al tratamiento propuesto, los círculos vacíos al esquema de tipo clásico y la línea de trazos al modelo de un momento.

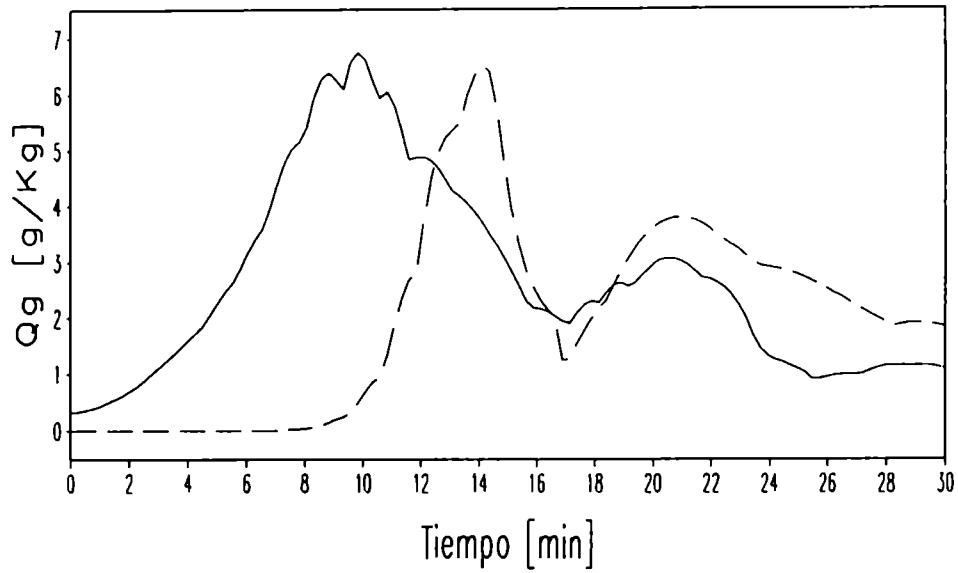
Las figuras 11.6 y 11.7 son análogas a las figuras 11.2a y b, pero en ellas se comparan las evoluciones simuladas con los esquemas de dos momentos durante los primeros 30 minutos de la simulación.

Las figuras 11.6a y b, corresponden a las evoluciones de las relaciones de mezcla de las especies líquidas. En ellas no pueden observarse diferencias significativas entre ambos modos de cálculo durante la formación del primer máximo de Q_r . Éste está ligado a los procesos de acreción y autoconversión que producen un incremento de Q_r y un simultáneo decrecimiento de Q_c entre los minutos 10 y 14, aproximadamente. A partir del minuto 14 de simulación la relación de mezcla de lluvia decrece mucho más abruptamente para el esquema propuesto que para el clásico, lo que está ligado a un más rápido crecimiento de Q_g por acreción de lluvia para el primero de estos modos de cálculo. Esto puede verse claramente en las figuras 11.7a y b, en las que se muestran las relaciones de mezcla de las especies sólidas. Como es de esperar en la simulación de una tormenta de este tipo, la relación de mezcla de graupel predomina frente a las otras especies sólidas para esquema propuesto, aunque esto no ocurre cuando se utiliza el esquema clásico. Se observan valores de Q_i mayores que los de Q_g sólo después de que la precipitación de esta última especie llega a superficie (minutos 16 al 20). Los valores de Q_i se mantienen altos durante la disipación de la nube, dado que los cristales de hielo permanecen cerca del tope de la nube o fueron transportados horizontalmente por el campo divergente a esa altura.

El comportamiento de las evoluciones de Q_r luego del minuto 18 es muy similar: se forma el segundo pico asociado a la fusión de graupel para luego decrecer a medida que la precipitación líquida llega a superficie. Respecto a este máximo secundario, los valores simulados por ambos esquemas de dos momentos resultan similares. La magnitud de este segundo pico es substancialmente mayor si se utiliza el tratamiento que sólo predice las concentraciones numéricas, convirtiéndose en ese caso en un máximo absoluto debido a una fusión demasiado rápida (ver figura 11.2a).

Se pueden observar diferencias de poca importancia en las magnitudes de los máximos de la curva de Q_r y los máximos correspondientes a las especies cristales de hielo y nieve. El máximo secundario de lluvia es levemente superior para el esquema propuesto indicando mayor fusión de graupel y los tiempos en que son observados ambos máximos resultan algo menores para el esquema propuesto. Sin embargo, la diferencia más importante observable en las figuras 11.6 y 11.7 es el mayor aumento de Q_g ligado a un mayor descenso de Q_r entre los minutos 14 y 18, lo que señala una mayor tasa de conversión entre estas especies por acreción gotas de lluvia por graupel.

a) Evolución de especies líquidas, esquema propuesto



a) Evolución de especies líquidas, esquema clásico

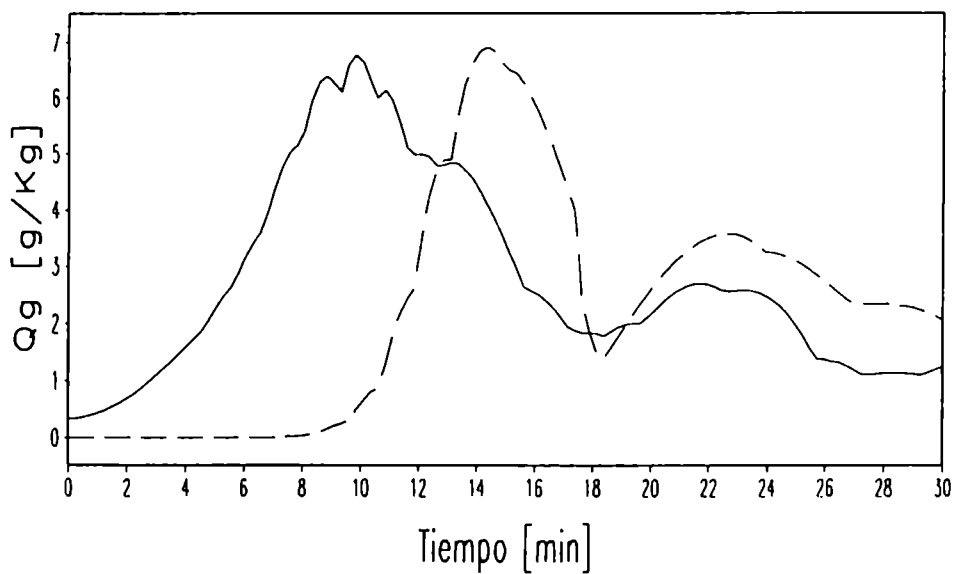
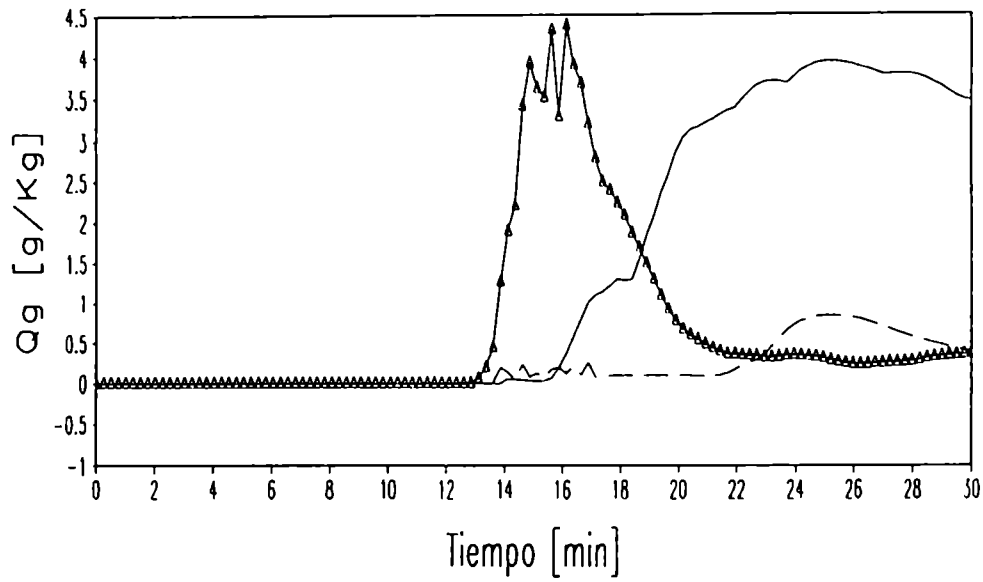


Figura 11.6 Comparación de las evoluciones de las relaciones de mezcla de especies líquidas. a) Utilizando el tratamiento propuesto. b) Utilizando el esquema de tipo clásico. Las líneas llenas denotan a Q_c y las de trazos a Q_r .

a) Evolución de especies sólidas, esquema propuesto



a) Evolución de especies sólidas, esquema clásico

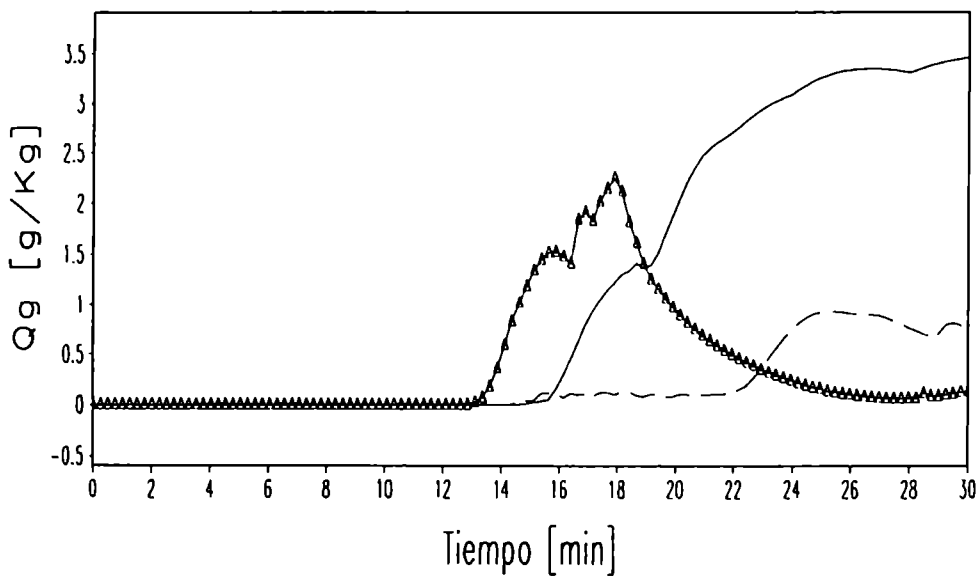


Figura 11.7 Comparación de las evoluciones de las relaciones de mezcla de especies sólidas. a) Utilizando el tratamiento propuesto. b) Utilizando el esquema de tipo clásico. Las líneas llenas denotan a Q_l , las de trazos a Q_s , y los triángulos a Q_g .

Se analizaron las razones por las cuales el esquema propuesto logra simular valores de Q_g mucho mayores, lo que como fuera mencionado, está asociado a una mayor conversión entre las especies lluvia y graupel.

Se define una tasa máxima relativa como el cociente entre la máxima tasa de Q_g que la termodinámica permite para colección de especies líquidas ($dQ_g/dt|_{MAX}$, en la ec.5.8)), y la relación de mezcla de esta especie. Esta variable que depende de la temperatura, el espectro de graupel y la humedad relativa, mide la eficiencia de la acreción de lluvia por graupel y al estar normalizada por Q_g , su dependencia con el espectro está centrada en el parámetro de posición.

Las figuras 11.8a y 11.8b muestran un corte vertical-temporal de dicha tasa relativa y Q_g dentro de la capa y durante el período en los que ocurre el mayor crecimiento en masa de la especie graupel, para el esquema propuesto y clásico, respectivamente. En estas figuras puede observarse que el primer valor superior a 0.5g/Kg dentro de una zona en las que la tasa máxima relativa está entre 0,1 y 0,2 para el esquema propuesto, y entre 0,05 y 0.1 para el esquema clásico. El primer valor superior a 1g/kg también se observa entre 0.1 y 0.2 para el esquema propuesto, mientras que para el clásico está entre 0.01 y 0.05. Similarmente, puede verse que la generación de un máximo de Q_g de mayor importancia para el esquema propuesto está asociada la mayor eficiencia (desde el punto de vista termodinámico) del espectro de graupel para coleccionar lluvia.

La figura 11.9a compara las tasas máximas relativas evaluadas por ambos modos de cálculo. En esta figura puede verse que las isolíneas del esquema propuesto están ubicadas por debajo de las correspondientes al esquema clásico, indicando para el primero zonas más amplias de crecimiento seco.

La diferencia entre los dos esquemas se debe a que un espectro caracterizado por un mayor número de partículas más pequeñas es más eficiente para retener la lluvia barrida. El esquema propuesto simula menores tamaños de graupel (ver figura 11.9b), y dado que éste genera valores de Q_g mayores, las concentraciones numéricas deben ser también más altas.

Estos resultados son coherentes con las conclusiones del capítulo 9 que indicaban que el esquema clásico tendería a sobrestimar el cambio de la masa predominante de graupel durante la colección de especies líquidas y especialmente para la acreción de gotas de lluvia por graupel.

El hecho de que el esquema propuesto logre generar máximos significativamente superiores para un caso de esta naturaleza, puede ser considerado un argumento adicional para la elección de una representación que caracterice los espectros por la relación de mezcla y la masa predominante.

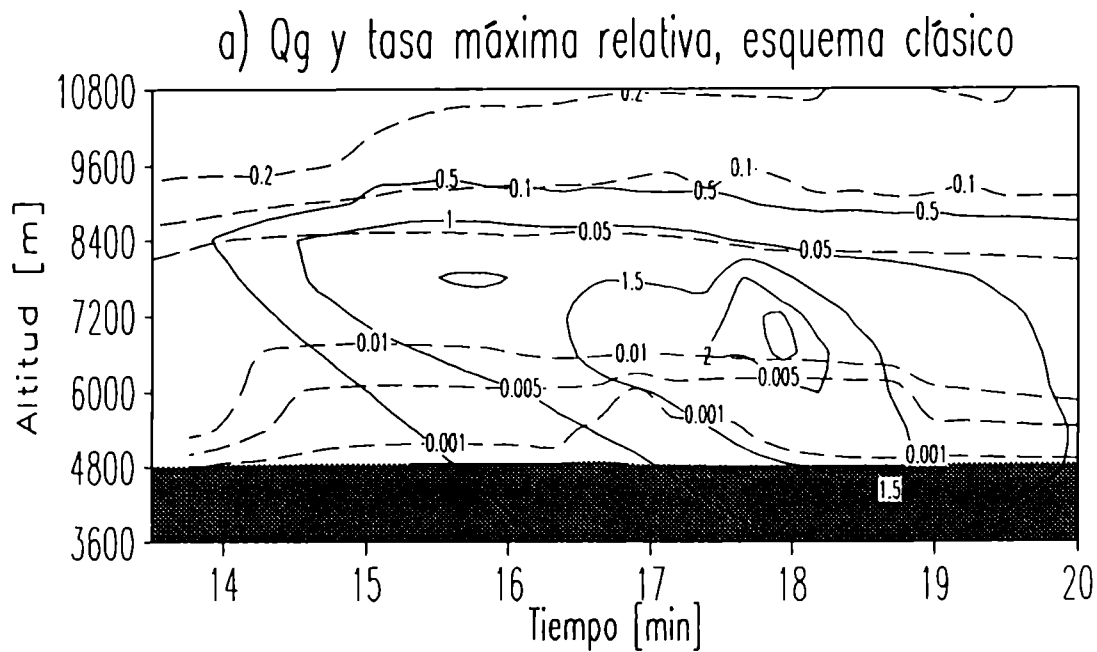
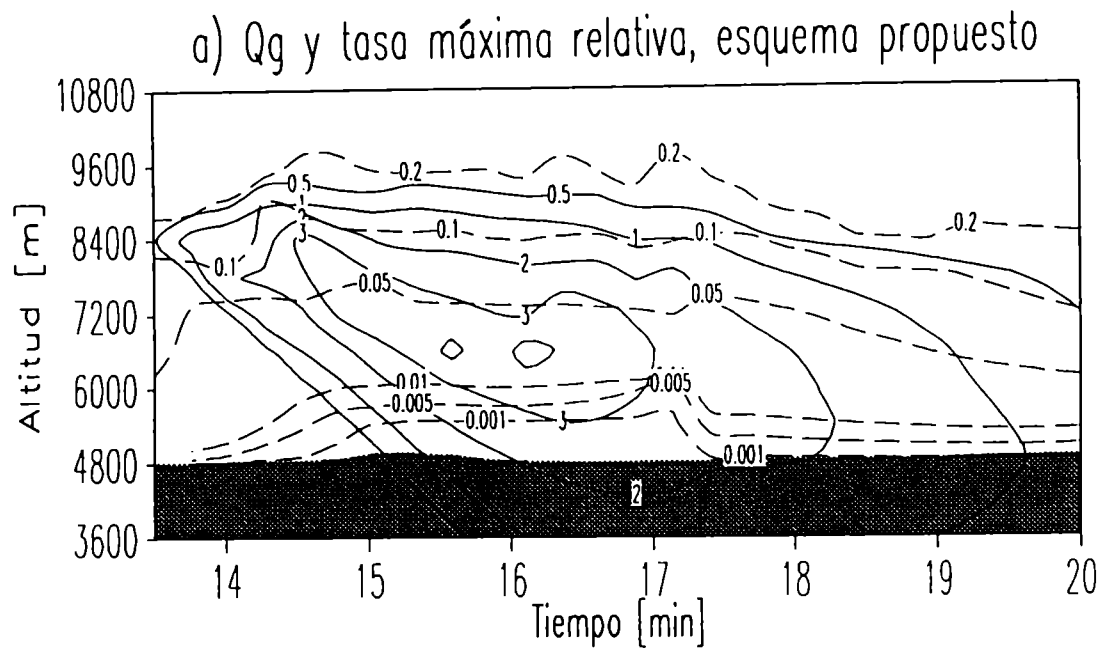
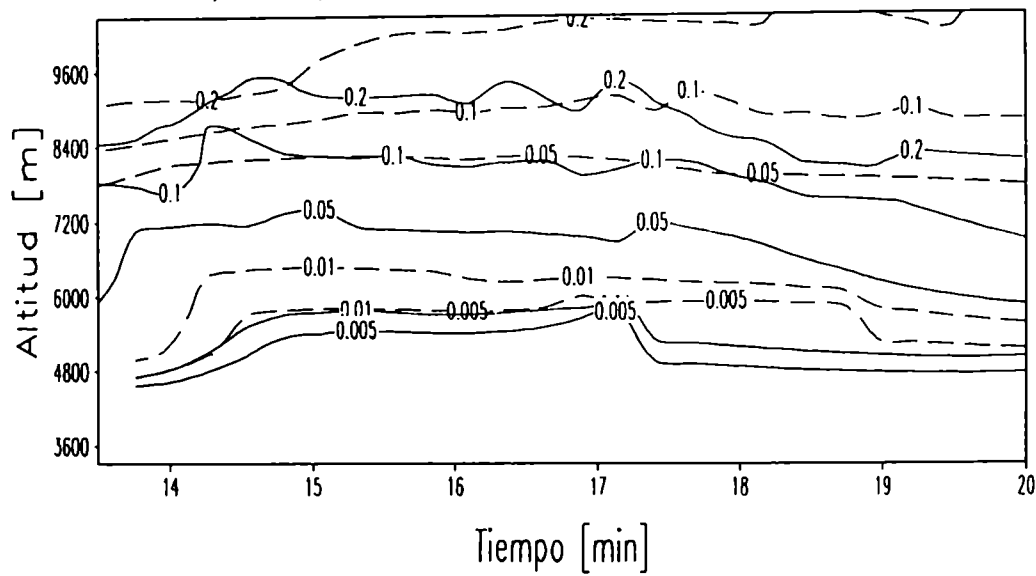


Figura 11.8 Cortes verticales de las tasas máximas relativas y de Q_g , entre los minutos 13 y 20 de simulación. a) Calculadas con el tratamiento propuesto. b) Utilizando el esquema de tipo clásico. Las líneas llenas denotan a Q_g y las de trazos a las tasas máximas relativas. Las áreas sombreadas representan las zonas cuyas temperaturas resultan mayores que 0°C .

a) Comparación de tasas máximas relativas



b) Cociente de valores de R_{fg} (propuesto/clásico)

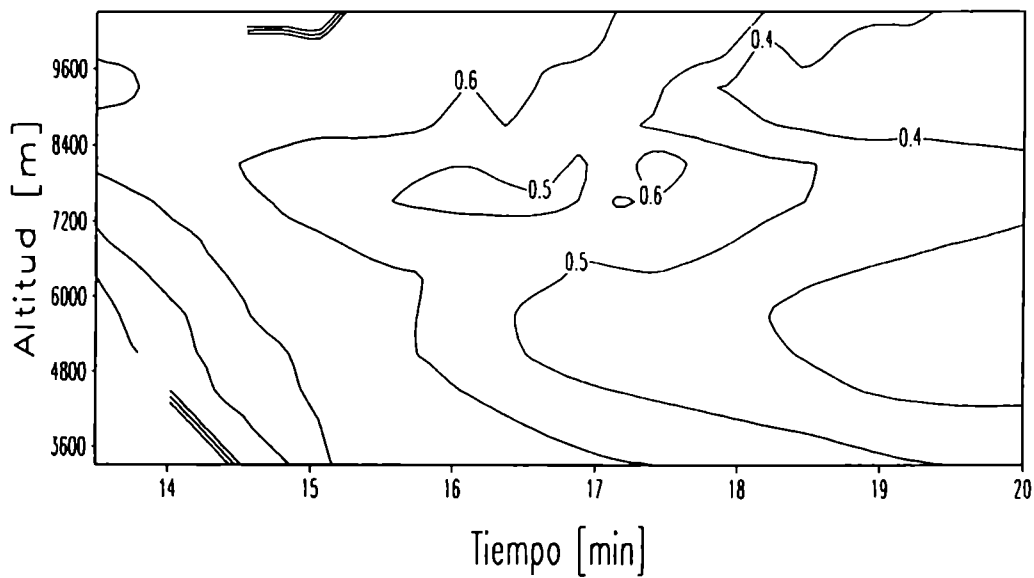


Figura 11.9 a) Cortes vertical de las tasas máximas relativas evaluadas por los dos modos de cálculo, las líneas llenas denotan al esquema propuesto y la de trazos al clásico. b) Corte vertical del cociente de los radios de masa predominante evaluados por las dos metodologías (propuesto/clásico).

La figura 11.10 compara los cortes verticales de Q_g y el campo de velocidades simulado por ambos esquemas de dos momentos para en el momento en que se alcanzan los valores máximos de Q_g . Los valores máximos en ambos casos se ubica a una altitud de aproximadamente 6000m y los máximos se encuentran a los lados de la ascendente.

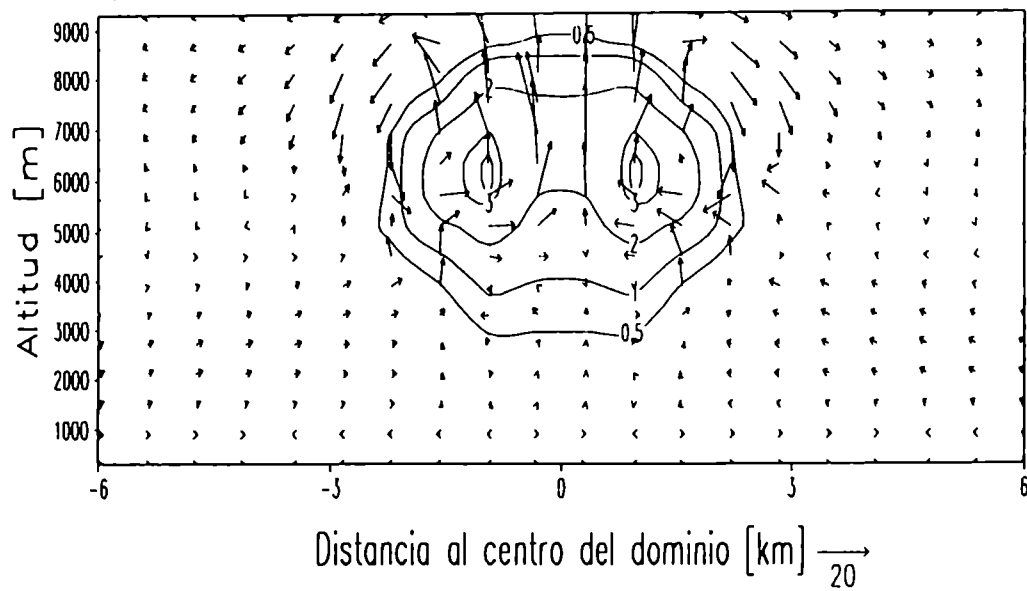
Como puede verse en la figura 11.2a, si se utiliza el esquema que sólo predice las relaciones de mezcla, el máximo valor simulado de Q_g se ubica a una menor altitud y se encuentra centrado con respecto a la corriente ascendente.

La figura 11.11 es análoga a la 11.10 pero corresponde al tiempo en el que cada modo de cálculo alcanza la máxima relación de mezcla de graupel en superficie. En esta figura puede observarse que ambos modos de cálculo simulan la llegada del granizo a superficie y que el esquema propuesto logra simular un mayor valor de Q_g para este nivel.

En conclusión, estos resultados sugieren que la representación que privilegia la descripción de los espectros por su relación de mezcla y su masa predominante logra una significativa mejora en lo que respecta a la llegada del granizo a superficie.

Sin embargo, ciertos cambios deberían hacerse al tratamiento del proceso de fusión. Este mecanismo produce un estrechamiento del espectro de graupel a medida que las partículas más pequeñas funden completamente, por lo que requeriría un tratamiento con ancho variable para esta distribución. Los tres grados de libertad de las tasas resultantes podrían ser la relación de mezcla, la masa predominante y el parámetro de ancho.

a) Corte vertical cuando Q_g es máxima, esq. propuesto



b) a) Corte vertical cuando Q_g es máxima, esq. clasico

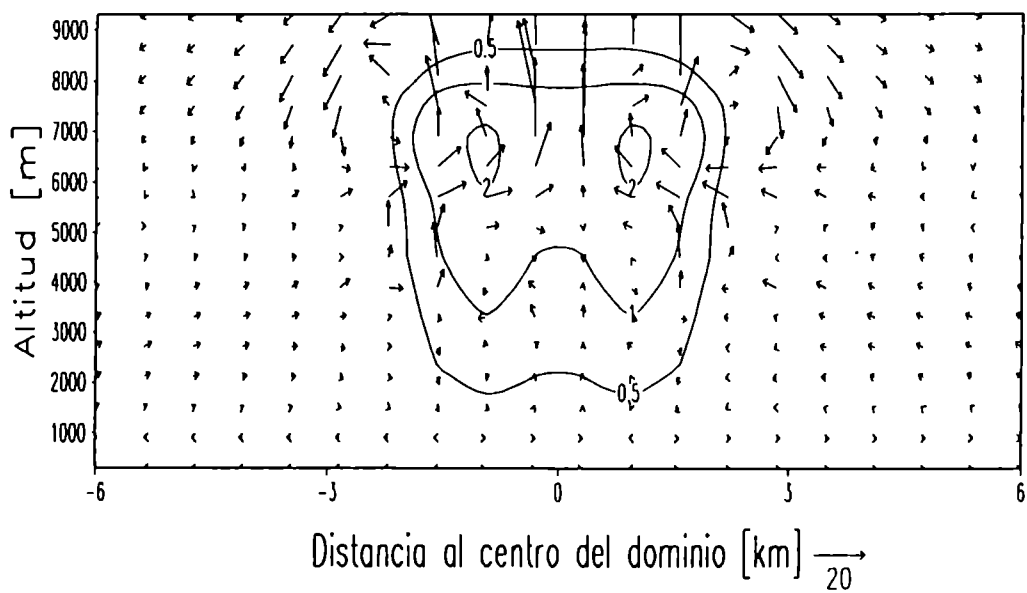
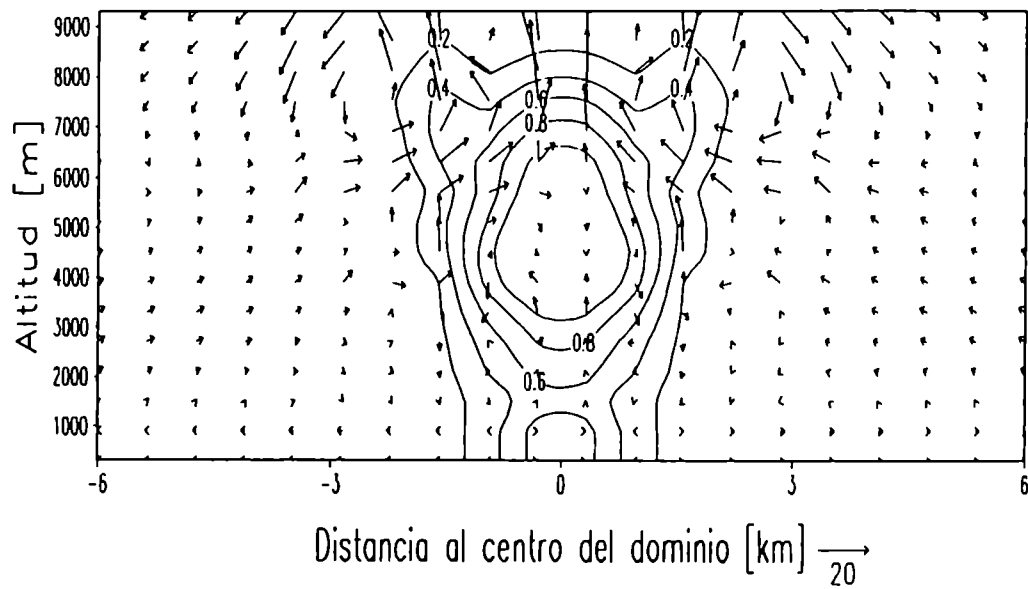


Figura 11.10 Corte vertical de Q_g y campo de velocidades simulado para el momento en que se alcanza el máximo valor de esta primera variable. a) Según el esquema propuesto. b) Según el esquema de tipo clásico.

a) Llegada del granizo a superficie, esq. propuesto



b) a) Llegada del granizo a superficie, esq. clásico

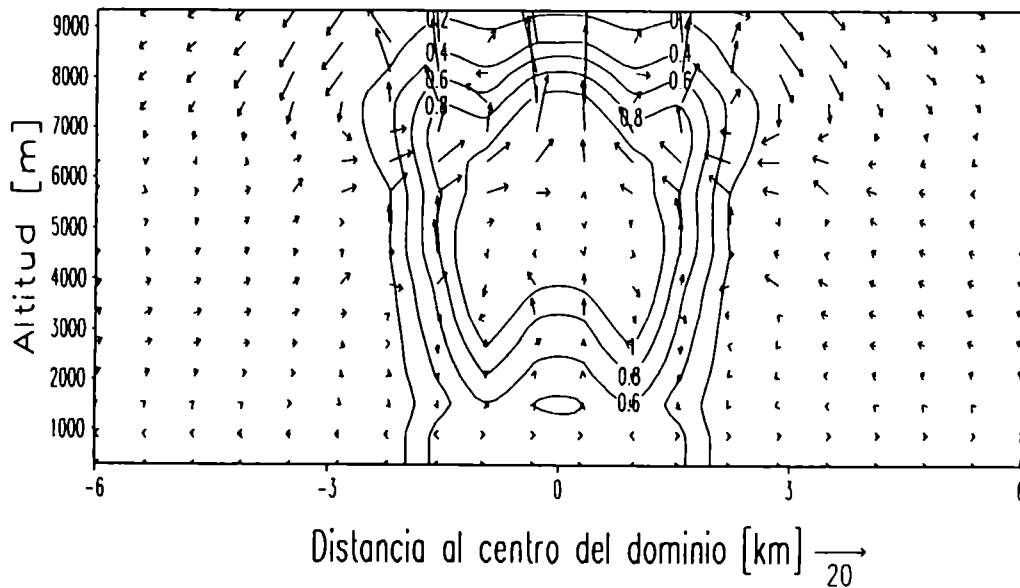


Figura 11.11 Corte vertical de Q_0 y campo de velocidades simulado para el momento en que se alcanza el máximo valor de esta primera variable en el primer nivel vertical de modelo. a) Según el esquema propuesto. b) Según el esquema de tipo clásico.

Capítulo 12

*Conclusiones y
sugerencias para futuros
trabajos*

12.1 CONCLUSIONES

En la última década, los modelos microfísicos de dos momentos se presentaron como una solución de compromiso entre la economía computacional y la detallada descripción de los espectros propia de los modelos explícitos. Estos modelos incorporan las concentraciones numéricas como un segundo grado de libertad para tener en cuenta los espectros de las diferentes especies en las que se clasifica la sustancia agua. Sin embargo, el pronóstico de concentraciones numéricas presenta dificultades mucho mayores que la predicción de las relaciones de mezcla, muy especialmente cuando se trata de conversiones entre especies precipitantes.

Dentro de un marco de dos grados de libertad, si dos momentos de la distribución son determinados, todos los otros momentos resultan dependientes. Ferrier (1994) señaló que resultaban discrepancias severas entre reflectividades de radar observadas y simuladas cuando se pronosticaban estrictamente las concentraciones numéricas en varios procesos de conversión. Este autor concluye que es necesario violar la conservación de las concentraciones numéricas con el objeto de eliminar dichas discrepancias. Para formular sus parametrizaciones necesita asumir que las pendientes de las distribuciones exponenciales inversas que él utiliza no son afectadas por esos mecanismos. Esta simplificación, elimina las reducciones artificiales de las reflectividades de radar aunque cabe mencionar que resta un grado de libertad al tratamiento de esos mecanismos y está basada en un criterio claramente subjetivo.

Si bien se mejoró el tratamiento básico de varios mecanismos microfísicos, la contribución específica de esta Tesis se concentró en cuatro aspectos:

- 1) Dado que aquellos momentos de las distribuciones no pronosticados no serán correctamente evaluados, se planteó el interrogante de cual sería la segunda magnitud a priorizar para aquellos mecanismos que presentan problemas en su formulación.
- 2) Se formuló un marco para solucionar inconsistencias propias de los modelos de dos momentos que fueron observadas por Ferrier(1994). A diferencia de la simplificación del problema utilizada por este autor, la técnica propuesta tiene bases físicas y retiene un marco de descripción de dos grados de

libertad. Adicionalmente, dicho marco fue generalizado para un gran número de mecanismos microfísicos,

- 3) Se incorporó para estos casos un concepto diferente en la descripción de los espectros. Éste caracteriza las distribuciones por su masa total (relación de mezcla) y la masa en la vecindad de la cual se concentra la mayoría de la masa (la masa predominante). Por lo tanto, las tasas de cambio de las concentraciones numéricas fueron consideradas como dependientes de aquellas correspondientes a las dos variables mencionadas cuya evaluación es priorizada por el esquema.
- 4) Se incluyó un tratamiento para la nucleación de la fase líquida, lo que por una lado permite pronosticar la concentración de las gotas de nube, y por otro, al permitir la ocurrencia de sobresaturaciones garantiza una mejor descripción de los procesos de difusión de vapor en su conjunto. Adicionalmente evita la necesidad de parametrizar el mecanismo de Bergeron-Findeisen.

Respecto al tercer punto, en el capítulo 9 se realizó un estudio teórico basado en el comportamiento integral de diversos procesos microfísicos. En el análisis se demostró la necesidad de computar directamente la masa predominante de cada uno de los espectros cuando se pretende caracterizarlos por este parámetro de posición físicamente más representativo. Las conclusiones del mencionado análisis teórico tendiente a evaluar la sensibilidad al cambio de formulación de cada tipo de proceso pueden ser resumidas en los siguientes puntos:

- Los modelos de dos momentos de tipo clásico producen una reducción artificial de la masa predominante de la especie destino para todos los mecanismos de autoconversión.
- El cociente entre las masas predominante y media de las nuevas partículas de graupel generadas (β) que distingue al esquema propuesto de los esquemas clásicos de dos momentos muestra una fuerte dependencia tanto respecto a la masa media del espectro de gotas de lluvia como con la temperatura.
- Para el caso de colisiones de dos especies que generan una tercera también se observa una gran sensibilidad de la variable β respecto a las masas

medias de las especies colisionantes, señalando discrepancias entre ambos modos de cálculo. Como en el punto anterior el signo de dicha desviación depende también de la masa media del espectro destino. Sin embargo, puede señalarse que los esquemas que priorizan la estricta evaluación de las concentraciones numéricas generarían subestimaciones de la masa predominante cuando se agreguen partículas pequeñas respecto de las del espectro de la especie destino.

- Importantes diferencias fueron encontradas para los procesos de mayor importancia en el crecimiento de hidrometeoros: las acreciones.
- La evaluación del momento de orden cero y uno en lugar de los momentos de orden uno y dos genera importantes sobrestimaciones de la masa predominante de la especie graupel para las acreciones de especies líquidas responsables del crecimiento del granizo durante el régimen seco.
- El tratamiento clásico produce subestimaciones de la masa predominante de la especie lluvia en la etapa inicial del desarrollo de la nube y sobrestimaciones de esta variable en las etapas posteriores.

La simulación del caso de la banda de lluvia ocurrida el 10 de agosto de 1990 constituyó un contexto especial para demostrar el mejor desempeño de los planteos básicos del nuevo esquema propuesto. Tratándose de una nube cálida, estaban presentes un solo tipo de acreción y un solo mecanismo que genera partículas de una especie no involucrada en la colisión. Por lo tanto, fue posible aislar el comportamiento de los dos grandes grupos de mecanismos para los cuales se desarrolló un tratamiento en común: los que involucran la especie destino y los que no lo hacen. Adicionalmente, el hecho de que el paquete microfísico estaba acoplado a una cinemática "*real*" introduce una ventaja adicional para comparar el comportamiento del esquema con las observaciones. Dichas comparaciones indicaron un mejor desempeño del tratamiento desarrollado frente al esquema de dos momentos de tipo clásico que fue programado en paralelo.

La evaluación de un tratamiento microfísico no puede estar exclusivamente ligada a la simulación de un caso real, ya que no está especialmente centrado en la física básica asociada a cada mecanismo particular sino en la proposición de un nuevo marco general para la consideración en conjunto de diversos procesos microfísicos. Por lo tanto, la

mejor performance del esquema propuesto en conjunción con el hecho de que las diferencias corroboran las conclusiones del capítulo 9 es lo que permite concluir que es más significativo priorizar la evaluación de las masas predominantes frente a las concentraciones numéricas, *constituyendo esto último la hipótesis fundamental de esta Tesis.*

En cuanto a la simulación del caso del 23 de julio de 1985, se puede concluir que el tratamiento propuesto no sólo simula adecuadamente la evolución de núcleo de reflectividad en intensidad y altitud sino que también reproduce la distribución espacial de características espectrales y el mecanismo responsable de la peculiar evolución de esta tormenta.

Como mencionáramos anteriormente los dos grupos de mecanismos tienen una formulación común y pudieron ser aislados en un caso en que la evolución estaba dominada por un mecanismo de cada tipo. Sin embargo, fue necesario simular un caso de nube mixta dado que el análisis del capítulo 9 indica que el proceso de crecimiento seco de granizo se vería afectado y que se introdujo un cambio en la formulación del crecimiento húmedo de modo que considere el correspondiente cambio de la masa predominante de la especie graupel.

El caso de nube mixta, correspondió a una tormenta que produjo una intensa precipitación de granizo de gran tamaño que fuera estudiada con el modelo bidimensional por Torres Brizuela y Nicolini (1996). Estos autores encuentran que el modelo con el paquete microfísico de un momento virtualmente no genera precipitación de granizo en superficie, aunque cabe acotar que ésta es una deficiencia común a la mayoría de los modelos de nube.

Con respecto a la comparación entre los dos modos de cálculo de dos momentos se confirmó que el esquema propuesto, genera partículas más pequeñas por acreción de especies líquidas durante el régimen de crecimiento seco, corroborando las conclusiones del capítulo 9. Sin embargo, tanto la relación de mezcla máxima como la masa que llega a superficie es substancialmente mayor. Esto puede ser explicado si se considera que un espectro de graupel caracterizado por menores tamaños produce una extensión del régimen de crecimiento seco debido a la mayor eficiencia termodinámica de colección efectiva. Por lo tanto, esto último genera una mayor acumulación de masa de estas partículas. Otras diferencias desde el punto de vista microfísico se observan entre ellas, los tamaños de gotas de lluvia que resultan mayores para el esquema propuesto antes del desarrollo de la fase sólida indicando las diferencias en el tratamiento de la autoconversión.

En lo que respecta a la evolución dinámica no se observan grandes diferencias entre los dos modos de cálculo de dos grados de libertad. Tanto las magnitudes de las velocidades máximas de ascenso y de descenso como los tiempos en lo que éstas ocurren son muy similares. Sin embargo, la evolución es diferente si se la compara con aquélla correspondiente al esquema microfísico de un solo momento.

Esta Tesis no está centrada en el refinamiento de la física básica asociada a cada mecanismo microfísico sino en señalar la conveniencia de evaluar los momentos de orden uno y dos (esquema propuesto) frente a la predicción de los momentos cero y uno (esquema clásico). Sin embargo, adicionalmente a la inclusión de la nucleación de la fase líquida y al crecimiento húmedo de graupel podemos mencionar:

- La inclusión de un mejor tratamiento termodinámico para la evaluación de uno los mecanismos motores de la generación e intensificación de intensas corrientes descendentes: la evaporación de lluvia. Este tratamiento considera la densidad de vapor de saturación como una función cuadrática de la diferencia de temperaturas entre la gota y su entorno cuando simultáneamente se resuelven las ecuaciones de difusión de vapor y calor.
- La incorporación de un tratamiento de sedimentación independiente de las concentraciones numéricas y de las relaciones de mezcla de todas las especies, basándolas en flujos de partículas y de masa, respectivamente. Esto permite en cierto modo considerar la redistribución espacial (en la vertical) diferenciada para partículas de diferentes tamaños, proceso comúnmente denominado *size-sorting*.

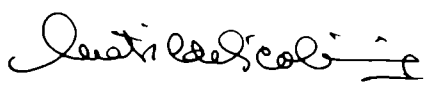
Finalmente, cabe mencionar que los programas de inicialización que generan las matrices de interacción son mucho más complejos que los correspondientes a un esquema de tipo clásico requiriendo más de 10 horas de procesamiento (en Work Station Sylicon Grapiycs Origin 200). Sin embargo, dado que el modelo utiliza dichas matrices precalculadas para realizar operaciones muy simples, el tratamiento desarrollado resulta tan económico desde el punto de vista computacional como el esquema de un momento utilizado por Nicolini y Torres Brizuela (1999).


12.2 SUGERENCIAS PARA FUTUROS TRABAJOS

Si bien los resultados indican que la idea de caracterizar los espectros por su relación de mezcla y masa predominante representa una ventaja, una representación que permita la variación del ancho de los espectros podría ser considerada para la fusión de la especie graupel. A medida que el granizo atraviesa la capa de la atmósfera con temperaturas superiores a 0°C las partículas más pequeñas funden completamente y no sólo la masa media crece sino que el espectro se estrecha modificando el parámetro de ancho. Por lo tanto, la inclusión de un ancho variable sería deseable y su formulación no involucraría la modificación de ningún otro proceso que involucre la especie graupel. El ancho de este espectro podría ser asumido constante por encima del nivel de fusión manteniendo intacta la estructura del esquema y variable por debajo de él ya que todos los otros mecanismos que afectan la especie graupel no estarían activos. Los tres grados de libertad de las tasas resultantes podrían ser la relación de mezcla, la masa predominante y el parámetro de ancho de la especie graupel.

Lamentablemente muchas sofisticaciones relativas al crecimiento del granizo no pueden ser consideradas dentro de un modelo de nube parametrizado y algunas de ellas ni siquiera dentro de los explícitos. Entre ellas las variaciones de la densidad, estructura, geometría y parámetros hidrodinámicos tales como el coeficiente de arrastre. Sin embargo dentro del contexto altamente simplificado de un modelo parametrizado, podría abandonarse la suposición de que la temperatura de la superficie del granizo es la de fusión como frecuentemente se utiliza (i.e. Lin y otros, 1983; Lord, 1984; Ferrier, 1994; Nicolini y Torres Brizuela, 1999 y el esquema propuesto, entre muchos otros). Las expresiones integrales para la tasa máxima de colección que delimita los regímenes de crecimiento seco y húmedo podrían ser precalculadas considerando la temperatura de la superficie como función del tamaño de la partícula.

Finalmente, la arquitectura computacional del paquete microfísico desarrollado fue diseñada de modo tal que permita un ensamblaje simple a otros modelos dinámicos pudiendo ser utilizado para el modelado de otro tipo de nubes tales como las de origen orográfico.


MATILDE NICOLINI


GUSTAVO CARINI

LISTA DE SÍMBOLOS

ACRcr	Acreción de gotas de nube por gotas de lluvia.
AUCcc	Autocolección de gotas de nube.
AUCrr	Autocolección de gotas de lluvia.
AUTcr	Procesos de autoconversión de gotas de nube.
C	Como subíndice indica la especie nube.
C_D	Coeficiente de arrastre
COND	Proceso de condensación.
CONG	Congelación espontánea de gotas de lluvia.
C_p	Calor específico del aire a presión constante.
C_w	Calor específico del agua.
$Dm/dt _{MAX}$	Tasa de crecimiento por colección limitada por la termodinámica.
DEPI	Proceso de depósito sobre hielo.
DL	Difusión de vapor sobre todas las especies sólidas en un Δt .
DS	Difusión de vapor sobre las especies líquidas en un Δt .
$[dm/dt]_1$	Aproximación de orden 1 (clásica) para la evaporación de lluvia.
$[dm/dt]_2$	Aproximación de orden 2 de Srivastava para evaporación de lluvia.
D_v	Coeficiente de difusión de vapor.
E	Función eficiencia de colisión.
E_c	Función eficiencia de coalescencia.
E_{MAX}	Máxima evaporación permitida por la termodinámica.
EVA	Proceso de evaporación.
E_{xy}	Función eficiencia de colisión entre especies "x" e "y".
F	Congelación o fusión de ambas especies líquidas en Δt .
F_{Ti}	Función independiente de la masa en la ecuación de difusión (agua) .
F_{Tw}	Función independiente de la masa en la ecuación de difusión (hielo)
FUS	Proceso de fusión.
F_v	Coeficiente de ventilación.
g	Aceleración de la gravedad.
g	Como subíndice indica la especie graupel.
i	Como subíndice indica la especie cristales de hielo.
INT_g	Integral de ganancia.
INT_p	Integral de pérdida.
K	Coeficiente de conducción de calor.

$K[m_1, m_2]$	Función kernel de colisión para masas m_1 y m_2 .
K_{xy}	Función kernel para la colisión de especies "x" e "y".
L_2	Contenido de agua líquida al alcanzar el crecimiento regular.
L_f	Calor latente de fusión.
L_v	Calor latente de vaporización.
M_{ab}	Masa umbral entre los espectros "a" y "b".
M_f	Masa media.
m_f	Masa media de las nuevas partículas agregadas a un espectro.
M_{fx}	Masa media del espectro de la especie "x".
M_g	Masa predominante.
m_g	Masa predominante de las partículas agregadas a un espectro.
M_{gx}	Masa predominante del espectro de la especie "x".
M_{lim}	Masa límite entre los espectros de hielo y nieve.
M_{gp}	M_g de partículas producto de la colisión de otras especies
MOM^k	Momento de orden "k".
MOM^k_x	Momento de orden "k" del espectro de la especie "x"
M_x	Masa de una partícula de la especie "x".
$M_{gx} (m)$	Masa predominante de las partículas agregadas a un espectro "x"
M_{i0}	Masa inicial de un cristal de hielo luego de la nucleación.
M_{10}	Masa de una gota con radio 10 μm .
M_{40}	Masa de una gota con radio 40 μm .
M_g^{10}	Nuevo valor de M_g cuando se pronostican los momentos 1 y 0.
M_g^{12}	Nuevo valor de M_g cuando se pronostican los momentos 1 y 2.
N_n	Número de núcleos previamente activados (variable de pronóstico).
N_c	Concentración numérica de nube (variable de pronóstico).
N_r	Concentración numérica de lluvia nube (variable de pronóstico).
N_i	Concentración numérica de cristales (variable de pronóstico).
N_s	Concentración numérica de nieve (variable de pronóstico).
N_g	Concentración numérica de graupel (variable de pronóstico).
N_{cont}	Concentración de núcleos de contacto.
N_{cont}^*	Choques con núcleos de contacto por cm^3 y por segundo.
NHO	Procesos de nucleación homogénea de cristales de hielo.
$N(m)$	Densidad normalizada de partículas de masa.
$N(m)$	Densidad de partículas de masa.
N_n^*	Número de núcleos activados una dada S_w (ley empírica).
NUC	Proceso de nucleación de gotas.
$N_{v-i} (T)$	Ley de nucleación heterogénea de hielo a partir de la fase vapor.

$N_x(m)$	Distribución de partículas agregadas a un espectro "x"
$N_x(m_x, M_{fx})$	Densidad normalizada de partícula se masa m_x com masa media M_{fx} .
$N_x(m_x, M_{fx})$	Densidad total de partícula se masa m_x com masa media M_{fx} .
N_{xt}	Concentración numérica total de la especie "x" ($N_{xt} = N_x$).
N_{OF}	Constante en la ley de Fletcher.
$P(m_c, T_c)$	Probabilidad de glaciación espontánea de gotas de lluvia.
$P_{NHO}(m_c, T_c)$	Probabilidad de nucleación homogénea de cristales de hielo.
Q_c	Relación de mezcla de nube (variable de pronóstico).
Q_r	Relación de mezcla de lluvia nube (variable de pronóstico).
Q_i	Relación de mezcla de cristales (variable de pronóstico).
Q_s	Relación de mezcla de nieve (variable de pronóstico).
Q_g	Relación de mezcla de graupel (variable de pronóstico).
Q_{si}	Relación de mezcla de saturación sobre hielo.
Q_{sw}	Relación de mezcla de saturación sobre agua.
Q_{40}	Relación de mezcla de autoconversión.
r	Como subíndice indica la especie lluvia.
R	Radio.
r_f	Radio de masa media.
r_g	Radio de masa predominante.
r_{fx}	Radio de masa media del espectro "x".
r_{gx}	Radio de masa predominante del espectro "x".
Re	Número de Reynolds
R_v	Constante de los gases para el vapor de agua.
V_g	Velocidad terminal de graupel.
V_r	Velocidad terminal de lluvia
V_s	Velocidad terminal de nieve.
V_{arm}	Varianza relativa de la masa.
s	Como subíndice indica la especie nieve.
S_i	Sobresaturación relativa respecto al hielo.
S_w	Sobresaturación relativa respecto al agua.
$SUBS$	Proceso de sublimación de nieve.
T	Temperatura en grados Kelvin.
T_a	Temperatura del aire.
T_c	Temperatura en grados centígrados.
T_a	Temperatura de congelación.
T_s	Temperatura de la superficie de una partícula.
α	Cociente entre masa predominante y media.

α_x	Cociente entre masa predominante y media del espectro "x".
β	Cociente entre M_g y M_r de partículas agregadas a un espectro.
β_F	Constante en la ley de nucleación de cristales de Fletcher.
δ	Función para relacionar $[dm/dt]_2$ con $[dm/dt]_1$.
ΔN	Cambio discreto de concentración numérica.
ΔM	Cambio discreto de masa.
ΔMOM^k	Cambio discreto del momento de orden "k"
$\Delta N_{m < Mlim}$	Cambio de N por sublimación de nieve con $m < Mlim$.
$\Delta N_{m > Mlim}$	Cambio de N por depósito sobre el espectro de hielo con $m > Mlim$.
ΔQ	Cambio discreto de relación de mezcla.
$\Delta Q_{m < Mlim}$	Cambio de Q por sublimación de nieve con $m < Mlim$.
$\Delta Q_{m > Mlim}$	Cambio de Q por depósito sobre el espectro de hielo con $m > Mlim$.
ΔQ_{TOT}	Depósito total sobre el espectro de hielo.
ΔQ_{TOT2}	Sublimación total del espectro de nieve.
Δt	Paso de tiempo del modelo.
ΔT	Incremento de temperatura por cambio de fase.
ε	Tasa de cambio relativo de relación de mezcla.
ε_T	Tasa de disipación turbulenta de energía
Φ	Parte de las ecuaciones de fusión independiente de la masa.
γ	Función para relacionar $[dm/dt]_2$ con $[dm/dt]_1$.
Γ	Función gama.
θ_c	Factor de corrección para difusión sobre la fase sólida.
θ_{NHO}	Fracción máxima de nube glaciante según la termodinámica.
v	Parámetro de ancho de una distribución gama.
v_x	Parámetro de ancho del espectro de la especie "x".
ρ	Densidad del aire.
ρ_0	Densidad constante de referencia.
ρ_i	Densidad del hielo..
ρ_w	Densidad del agua.
ρ_{si}	Densidad de vapor de saturación sobre hielo.
ρ_{sw}	Densidad de vapor de saturación sobre agua.
ρ_x	Densidad asumida para la especie "x".
τ_{40}	Tiempo para que el radio predominante alcance 40 μm .
τ_2	Tiempo de autoconversión.
Ψ	Cociente de los cambios relativos de los momentos 2 y 1.
ζ	Función que relaciona N_{cont}^* con N_{cont} y N_c .

BIBLIOGRAFÍA

•Almeida, F.C., 1979. The colisional problem of cloud droplets moving in a turbulent enviroment, Part II Turbulent collision efficiencies, J. Atmos. Sci., vol. 36:1564 - 1576.

•Austin, J. M., 1948. A note on cumulus growth in a non saturated environment. J. Meteorol. , 5 , 103-107.

•Austin, J. M., and Fleisher, A., 1948. A Thermodynamical analysis of cumulus convection. J. Meteorol. , 5 , 240-243.

•Beard, K.V., 1976. Terminal velocity and shape of cloud and precipitation drops aloft, J.Atmos. .Sci ., vol 33: 688-701

•Beheng, K., 1994. A parameterization of warm cloud conversion processes. Atmos Res. 33, 193-206.

•Berry, E. X., 1965. Cloud droplet growth by collection: A theoretical formulation and numerical calculation. Tesis Doctoral. Universidad de Nevada, Reno.

•Berry, E. X., 1967. Cloud droplet growth by collection. J. Atmos. Sci., 24: 688-701.

•Berry, E. X. y Reinhardt, R.L., 1974a. An analysis of cloud drop growth by collection: Part I. Double distributions. J. Atmos. Sci., 31: 1814-1824.

•Berry, E. X. y Reinhardt, R.L., 1974b. An analysis of cloud drop growth by collection: Part II. Single initial distributions. J. Atmos. Sci., 31: 1825-1831.

•Berry, E. X. y Reinhardt, R.L., 1974c. An analysis of cloud drop growth by collection: Part III. Accretion and self-collection. Single initial distributions. J. Atmos. Sci., 31: 2118-2126.

•Berry, E. X. y Reinhardt, R.L., 1974d. An analysis of cloud drop growth by collection: Part IV. A New Parameterization. J. Atmos. Sci., 31: 2127-2136.

•Brown, P. S., Jr., 1985. An implicit scheme for the efficient solution of the coalescence-collision break up equation. J. Comput. Phys., 58: 417-431.

•Brown, P. S., Jr., 1986. Analysis of the Low and List drop-breakup formulation. J. Climate Appl. Meteor., 25: 313-321.

•Brown, P. S., Jr., 1987 . Parameterization of drop-spectrum evolution du to coalescence and break up. J. Atmos. Sci., 44: 242-249.

•Brown, P. S., Jr., 1989 . Coalescence and breakup-induced oscillations in the evolution of raindrop size distribution. *J. Atmos. Sci.*, 46: 1186-1192.

•Brown, P. S., Jr., 1990 . Reversals in evolving raindrop-size distributions due to the effects of coalescence and break up. *J. Atmos. Sci.*, 47: 746-754.

•Carrió, G. G., 1993. Efectos de la microturbulencia sobre los tiempos de autoconversión. *Actas de la 78ª Reunión Nacional de Física, Asociación de Física Argentina, Rosario, 12-15 de octubre* , 148.

•Carrió, G. G. y Levi, L., 1995. On the parameterization of autoconversion. Effect of small-scale turbulent motions. *Atmos. Res.*, 38: 21-27.

•Carrió, G. G., 1996. Effects of raindrop break up on subcloud scavenging of aerosols of 1-5 microns. *Proceedings of the 12th Conference on Cloud Physics and Precipitation, Zurich, Suiza, 19-23 de agosto de 1996, Vol. II:1179-1180.*

•Carrió, G. G. y Nicolini, 1996. Comparación de tasas de evaporación de acuerdo a dos descripciones diferentes del espectro de gotas. *VII Congreso Latinoamericano e Ibérico de Meteorología, Buenos Aires, 2-6 de septiembre de 1996*, 159-160.

•Carrió, G. G. y Nicolini, 1996. Inclusion of a parameterized warm rain scheme in an observed cinematic framework. *Report of the Fourth International Cloud Modelling Workshop, Clermont Ferrand, Francia, 12-16 agosto 1996. WMO, WMP Report 29;* 19-22.

•Carrió, G. G. y Nicolini, 1997. A double moment parameterized microphysical package. The warm rain scheme. *WMO/TD-N865*, 4.7-4.8.

•Carrió, G. G. and Nicolini, M., 1999. A double moment warm rain scheme: description and test within a kinematic framework. *Atmos. Res.* 52: 1-16.

•Carrió, G. G. and Nicolini, M., 2000. A predominant mass preserving scheme for the microphysics of convective clouds. *Proceedings of the 13th Conference on Cloud Physics and Precipitation, Reno, Estados Unidos, 14-18 de agosto de 2000*, 514-517.

•Cotton, W. R., Thompson, G. and Mielke, P. W. Jr., 1994. Real-time mesoscale prediction on workstations. *Bull. Amer. Met. Soc.*, 75:349-362.

•Feingold, G., Z. Levin and Tzivion, S., 1991. The evolution of raindrop spectra. Part III : Downdraft generation in an axisymmetrical rainshaft model. *J. Atmos. Sci.*, 48: 315-330.

•Ferrier, B. S., 1994. A double moment multiple-phase four-class bulk ice scheme. Part 1 Description. *J. Atmos. Sci.*, 51: 249-280.

- Fletcher, N. H., 1962. The physics of rain clouds. Cambridge University Press, 390pp.
- Gaudet, B. J., 1996: Statistical analysis of winter orographic forecast using bulk microphysics model. M.S. Thesis Colorado State University, Dept. of Atmospheric Science, Fort Collins..
- Gillispie, D. T., 1972. The stochastic coalescence model for cloud droplet growth. J. Atmos. Sci., 29: 1496-1510.
- Gunn, R, and Kinzer, G. D., 1949. The terminal velocity of fall for water drops in stagnant air. J. Meteor., 6, 243-248.
- Hall, W. D., 1980. A detailed microphysical model within a two-dimensional dynamic framework: Model description and preliminary results. J. Atmos. Sci., 37: 2486-2507.
- Hellmann, G. , 1893. Schneekristalle; beobachtungen und studien. (con microfotografías de R. Neuhaus. Mubkenberger, Berlín, 64pp.
- Hobbs, P. V., Chang, S, Locatelli, J.D., 1974. The dimensions and aggregation of ice crystals in natural clouds. J. Geophys. Res. 79: 2199-2206.
- Hocking, L. M., P. R. Jonas ,1970. The collision efficiency of small drops, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 96: 722 - 729.
- Houghton, H. G., and Cramer, H. E., 1951. A theory in entrainment in convective currents. J. Meteorol. , 8 , 95-102.
- Kessler, E., 1969. On the distribution and continuity of the water substance in atmospheric circulations. Meteor. Monogr., N° 32, Amer. Meteor. Soc., 84pp.
- Kogan, Y. L., 1991. The simulation of a convective cloud in a 3-D model with explicit microphysics. Part I: Model description and sensitivity experiments. J. Atmos. Sci., 48: 1160-1189.
- Levkov, L. , Boin, M. ,Rockel, B, 1995. Impact on primary ice nucleation parameterizations on the formation and maintenance of cirrus. Atmos. Res. 38: 147-159.
- Lin, Y., Farley R. and Orville, H., 1983. Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. J. Atmos. Sci., 22: 1065-1092.
- Liu, J. Y. y Orville H.D., 1969. Numerical modelling of precipitation and cloud shadow effects on mountain induced cumuli. J. Atmos. Sci., 6: 1282-1298.
- Locatelli, J. D. and Hobbs, 1974. Fall speeds and masses of solid precipitation particles. J. Geophys. Res., 79, 2185-2197.
- Long, A. B., 1971. Validity of the finite-difference droplet collection equation. J. Atmos. Sci., 29: 210-218.
- Long, A. B., 1972. Reply (to Scott). J. Atmos. Sci., 29: 594-595

- Long, A. B., 1974. Solutions to the droplet collection equation for polynomial kernels. *J. Atmos. Sci.*, 31: 1040-1052.
- Lord, S. J., Willoughby, H.E. and Pietrowicz, J. M., 1984. Role of a parameterized ice-phase microphysics in an axisymmetric non-hydrostatic tropical cyclone model. *J. Atmos. Sci.*, 41: 2836-2848.
- Low, T. B., and List, R., 1982. Collision coalescence and break up of raindrops. Part II: Parameterization of fragment size distributions. *J. Atmos. Sci.*, 39: 1607-1618.
- Macklin, W.C., 1963. Heat transfer from hailstones. *Q. Jl. R. met. Soc.*, 89: 360.
- Meyers, M.P., DeMott, P.J. and Cotton, W. R., 1992: New ice nucleation parameterizations in an explicit cloud model. *J. Appl. Meteorol.*, 31: 708-721.
- Meyers, M.P., Walko, R. L. Harrington, J.Y. and Cotton, W.R., 1997: New RAMS cloud microphysics parameterization. Part II The two-moment scheme. *Atmos. Res.* 45: 3-39.
- Murakami, M., 1990. Numerical modeling of dynamical and microphysical of an isolated convective cloud.- The 19 July 1981 CCOPE. *J. Met. Soc. Jap.*, 68: 107-128.
- Nicolini, M. and Paegle, J., 1989: Real data deterministic forecasts of ambient motion fields upon convective precipitation. Second Int. Cloud Modeling Workshop / Conf. Toulouse, France. WMP report N° 11, Tech. Doc N°268: 207-220.
- Nicolini, M. y Torres Brizuela, M, 1999. A description of the University of Buenos Aires two-dimensional deep convective model: theoretical background of an upgraded turbulence parameterization. *Meteorologica* , 24 Nos 1 y 2, 23-34.
- Rasmussen, R. M. and Heymsfield, A. J., 1987. Melting and shedding of graupel and hail. Part II: Sensitivity study. *J. Atmos. Sci.* 44, 2764-2782.
- Sauvageot, H and Lacaux J. P., 1995. The shape of averaged drop size distributions. *J. Atmos. Sci.* 52, 1070-1083.
- Scoresby, W. ,1820. An account of arctic regions, with a history and description of northern whale fishery. Edinburgh.
- Scott, W. T., 1967. Poission statistics in distributions of coalescing droplets. *J. Atmos. Sci.*, 24: 221-225.
- Scott, W. T., 1968. Analytic studied of cloud droplet coalescence. *J. Atmos. Sci.*, 25: 54-65..
- Scott, W. T., 1972. Comments on: "Validity of the finite-difference droplet collection equation". *J. Atmos. Sci.*, 29: 593-594.

- Shafrir, U. and M. Neiburger, 1963. Collision efficiencies of two falling spheres in a viscous medium. *J. Geophys. Res.*, 68: 4141 - 4147.
- Soong, S. and Ogura, Y., 1973. A comparison between axisymmetric and slab-symmetric cumulus cloud models. *J. Atmos. Sci.*, 30: 879-893.
- Srivastava, R., 1978. Parameterization of raindrop size distributions. *J. Atmos. Sci.*, 35: 108-117.
- Srivastava, R., 1982. A simple model of particle coalescence and break up. *J. Atmos. Sci.*, 39: 1317-1322.
- Srivastava, R., 1987. A model of intense downdrafts driven by tilt and evaporation of precipitation. *J. Atmos. Sci.*, 44: 1752-1773.
- Srivastava, R.C. and Coen, J.L., 1992. New explicit equations for accurate calculation of the growth and evaporation of hydrometeors diffusion of water vapor. *J. Atmos. Sci.*, 49: 1643-1651.
- Stommel, H. , 1947. Entrainment of air into a cumulus cloud. *J. Meteorol.*, 4, 91-94.
- Stommel, H. , 1951. Entrainment of air into a cumulus cloud, II. *J. Meteorol.*, 8, 127-129.
- Szumowski, M. J., Rauber, R.M., Ochs, H. T. and Beard, K. V., 1997. The microphysical structure and evolution of Hawaiian Rainband Clouds. Part I Radar observations of rainbands containing high reflectivity cores. *J. Atmos. Sci.*, 54: 369-385.
- Szumowski, M., Grabowski, W. W. and Ochs, H. T., 1998a. A simple two-dimensional kinematic framework designed to test warm rain microphysical models. *Atmos. Res.*, 45: 299-326.
- Szumowski, M. J., Rauber, R.M., Ochs, H. T. and Beard, K. V., 1998b. The microphysical structure and evolution of Hawaiian Rainband Clouds. Part II. Microphysical measurements within rainbands containing high reflectivity cores. *J. Atmos. Sci.*, 55: 208-226.
- Takahashi, T., 1981. Warm rain study- Rain initiation. *J. Atmos. Sci.*, 38: 347-369.
- Takahashi, T., 1988. Long-lasting trade-wind rain showers in a three dimensional model. *J. Atmos. Sci.*, 45: 3333-3353.
- Tao, W. K., Soong S.T. and Mc Cumber, M., 1989. An ice-water saturation adjustment. *Mon. Wea. Rev.*, 117: 231-235.
- Telford, T.W., 1955. A new aspect on coalescence theory, *J. Meteor.*, 12: 436 - 444.
- Torres Brizuela, M y Nicolini, 1996. On the numerical simulation of the 10 May 1993 severe hail-storm using the University of Buenos Aires two

dimensional convective model. Preprints de la 12^a Conferencia Internacional de Nubes y Precipitación, Suiza Agosto de 1996: 794:796.

- Torres Brizuela, M y Nicolini, 1998. Numerical Simulation of a hail storm in Argentina using the ARPS model. Research activities in atmospheric and oceanic modelling-Report N°28. W.M.O./TD N°942-

- Toshitsuru, D, 1832. Illustration of snow blossoms, reproductions of the originals of 1832. Ed. Saegusa Hiroto(1946).

- Tzivion, S., Feingold., G. and Levin, Z., 1987. An efficient numerical solution to the stochastic collection equation. J. Atmos. Sci., 77: 3139-3149.

- Uplinger , W. G.,1981: A new formula for terminal velocity. Proc. 20th Conf. on Radar Meteorology, Boston, Amer. Meteor. Soc.:389-391.

- Walko, R .L., Cotton W.R., Meyers M.P and Harrington J.Y.1995. New RAMS cloud microphysics parameterization .Part 1: The single- moment scheme., Atmos. Res., 38: 29-62.

- Wang and Chang, 1993. A three dimensional numerical model of cloud dynamics, microphysics and chemistry 1. Concepts and formulations. J. Geophys. Res., 38: 29-62.

- Warshaw, M., 1967. Cloud droplet coalescence: Statistical foundations and a one-dimensional sedimentation model. J. Atmos. Sci., 24, 278-286.

- Willis, P. T., 1984. Functional fit to some observed drop-size distributions and parameterization of rain. J. Atmos. Sci.: 41, 1649- 1661.

- Williams, R. and P.J. Wojtowicz, 1982. A simple model for droplet size distribution in atmospheric clouds. J. Appl. Meteor. 21:1042-1044.

- Willis, P. T., Heymsfield, A, J., 1989. Structure of melting layer in mesoscale convective system stratiform precipitation. J. Atmos. Sci. 46: 2008-2025.

- Wisner, C., Orville, H.D., Myers, C., 1972. A numerical model of a hail bearing cloud. J. Atmos. Sci., 29: 1160-1181.

- Zawadzki, I., Monteiro, E. and Fabry, F.,1994. The development of drop size distributions in light rain. J. Atmos. Sci., 51: 1100-1113.

- Ziegler, C. L.,1985. Retrieval of thermal and microphysical variables in observed convective storms. Part 1: Model development and preliminary testing. J. Atmos. Sci., 42: 1487-1509.

AGRADECIMIENTOS

- **A Roxanna que es:**

En la tempestad muelle, cuando mi alma llora.
Eco deseado, cuando mi alma ríe.
La familia que no tengo y que no tiene.
La paradoja que el tiempo no habrá de resolver,
y una verde mirada que regala Paz.

- **A *aqué!* que hace casi dos años decidió partir sin avisar...**

- **A Matilde Nicolini y Laura Levi, quienes en diferentes etapas, no sólo representaron guía y fuente de inspiración, sino también valiables ecos humanos.**

- **Y a los Muchos Otros de la *página cero*, entre ellos: Adriana Basualdo, Elizabeth Castañeda, Bibiana Cerne, Moira Doyle, Germán Heizenecht, Laura Lacerda de Almeida, Gabriela Müller, Alejandra Salles, Juan Carlos Torres y Marcela Torres Brizuela (*orden alfabético*) .**